

Manfred Ruhbaum

»Querenergie- und Kernladungszahl-
abhängigkeit des elektronischen
Energieverlustes von 90 - 210 keV
Ionen in Goldeinkristallen«

München Januar 1973

"Querenergie- und Kernladungszahlabhängigkeit des
elektronischen Energieverlustes von 90 - 210 keV
Ionen in Goldeinkristallen"

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde der Fakultät Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

Vorgelegt von
Diplom-Physiker
Manfred Ruhbaum
geboren in Bobrek-Karf

München im Januar 1973

1. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Sizmann

2. Berichterstatter: Priv.Doiz. Dr. F. Bell

Tag der mündlichen Prüfung: 22.2.73



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Aufgabenstellung
2. Experimentelle Anordnung
 - 2.1 Meßprinzip
 - 2.2 Experimenteller Aufbau
 - 2.2.1. Teilchenbeschleuniger
 - 2.2.2. Ionenfilter
 - 2.2.3. Flugzeitspektrometer und Elektronik
 - 2.3 Experimentelles
 - 2.3.1. Vakuum
 - 2.3.2. Goldtarget
3. Theorie
 - 3.1. Allgemeine Betrachtungen zum Energieverlust
 - 3.2. Einfluß des Kristallgitters auf die Teilchenbewegung
 - 3.3. Kritischer Winkel und minimaler Stoßparameter
 - 3.4 Nuklearer und elektronischer Energieverlust
4. Durchführung der Messungen und Ergebnisse
 - 4.1 Aufnahme eines Energieverlustspektrums
 - 4.1.1. Kristalljustierung
 - 4.1.2. Festlegung des Zeitbezugspunktes
 - 4.1.3. Aufnahme eines Spektrums
 - 4.2. Auswertung
 - 4.3. Ergebnisse
 - 4.3.1. Meßergebnisse
 - 4.3.2. Theoretischer Energieverlust bei konstanter Quererergie
5. Diskussion
 - 5.1. Meßgenauigkeit
 - 5.1.1. Nulleffekt und Winkelauflösung des Detektors
 - 5.1.2. Strahldivergenz und Energieunschärfe
 - 5.1.3. Auflösungsvermögen der Gesamtapparatur und Mindestzählrate
 - 5.1.4. Genauigkeit der Kristalldickenmessung

- 5.1.5. Gesamtfehler
- 5.2. Vergleich der Meßergebnisse mit Literaturwerten
- 5.3. Zusammenfassung
- 6. Literaturverzeichnis
- 7. Verzeichnis in der Arbeit gebrauchter Symbole und Abkürzungen

1. Einleitung und Aufgabenstellung

Die Wechselwirkung energiereicher Ionen mit Atomen eines kristallinen Festkörpers ist in hohem Maße abhängig von Eintrittsort und Richtung der Projektilionen. Ist die Einschußrichtung eine hochindizierte "random"-Richtung des Kristalls, so beobachtet man hohen Energieverlust und starke Aufstreuung des Projektilstrahles. Das wird bewirkt durch elastische Stöße mit der Kristallmatrix zusätzlich zu den inelastischen Stößen mit Elektronen.

In niedrigindizierten Kristallrichtungen wird das Ion dagegen durch korrelierte Stoßfolgen mit Ionenrümpfen durch Bereiche niedrigen Wechselwirkungspotentials des Kristalls geführt. Diese Bahnen "schlängeln" sich um Atomketten mit hoher spezifischer Massenbelegung des Kristalls herum, und werden durch diese auch seitlich begrenzt. Eine solche Bewegung - "channelling" oder "Kanalleitung" genannt - wurde von Robinson und Oen /1/ 1963 entdeckt.

Frühe Reichweitemessungen /2,3/ zeigten deutliche Vergrößerungen der Projektilreichweiten, bei Einschuß in kristallographisch ausgezeichnete Richtungen. Hierbei war der Einschußwinkel φ_0 auf wenige Grade um die ideale Richtung festzuhalten. Eine weitere Bestätigung des Channellingkonzepts brachten schließlich Transmissionsexperimente und Reflexionsmessungen /4/. Hier zeigten sich in Channellingrichtungen die erwarteten, drastisch verringerten Energieverluste, verbunden mit nur kleinen Winkelaufstreuungen des transmittierten Strahls.

Theoretische Bestimmungen des Energieverlustes wurden mit verschiedenen Modellen durchgeführt /6,7,14/. Sie geben alle gute mittlere Abschätzungen des Energieverlustes, jedoch ohne Berücksichtigung von Atomformeneinflüssen, da ja von statistischen Elektronenverteilungen der stoßenden Atome ausgegangen wird.

Deutliche Einflüsse der ungleichmäßigen Elektronenverteilungen zeigen jedoch Experimente an amorphen wie kristallinen Materialien /9,10,11,12,13/. Hier beobachtet man für Projektile gleicher Geschwindigkeit deutliche Oszillationen des differentiellen Energieverlustes mit der Projektilkernladungszahl Z_1 . Diese Oszillationen sind weitgehend unabhängig vom Targetmaterial und können für sehr gute Kristalle in einigen Z_1 -Bereichen einen Amplitudenfaktor von 10 erreichen.

Neuere Arbeiten /15,16,17,18,19,20,21/ mit realistischen Elektronenverteilungen sind bereits in der Lage, den prinzipiellen Verlauf der Oszillationen wiederzugeben. Sie alle gehen jedoch von perfekt geführten Teilchen, deren Querenergie $E_{\perp}$ zu 0 angenommen wird. Es ist zu erwarten, daß bei Vergrößerung der Elektronenüberlappung durch Einführung von $E_{\perp} > 0$ die Z_1 -Oszillationen von dE/dx gedämpft werden, bei gleichzeitig Anhebung des Energieverlustniveaus.

Diese Dämpfung soll hier untersucht werden. Ausgewählte Ionen bis $Z_1 = 36$ werden in die [110] - Richtung eines epitaktischen Goldeinkristalls, bei Variation der Querenergie $E_{\perp}$ eingeschossen und Energieverlust sowie das Querenergiespektrum der austretenden Ionen untersucht. Der Energiebereich der Projektile ist 90 - 210 keV.

2. Experimentelle Anordnung

2.1. Meßprinzip

Mit einem Flugzeitspektrometer soll das Energieverlustspektrum schwerer Teilchen beim Durchdringen kristalliner Festkörpertargets bestimmt werden. Die Flugzeitmessung erfordert einen Einzelnachweis der den Kristall durchsetzenden Partikel, und damit einen aus Einzelionen in definierter zeitlicher Folge bestehenden Strahl. Er wird aus dem kontinuierlichen, durch periodische elektrostatische Ablenkung oszillierenden Strahl des Ionenbeschleunigers, beim Überstreichen einer kleinen Lochblende gewonnen. Der Zeitpunkt der Anstiegs- und Abfallflanke dieser Oszillation löst ein Startsignal aus, das an einen Zeit-Impuls-Konverter geleitet wird. Am Ende der rund 315 cm langen Laufstrecke löst das Teilchen das zugehörige Stoppsignal aus. Die zwischen Start und Stopp markierte Flugzeit definiert die Geschwindigkeit des Teilchens. Die Einzelheiten dieser Anordnung werden im Folgenden näher beschrieben.

2.2. Experimenteller Aufbau

2.2.1. Teilchenbeschleuniger

Zur Ionenerzeugung steht ein 250 keV Linearbeschleuniger zur Verfügung. Es können Ionen aller elementaren Gase erzeugt werden. Die minimale Ionenenergie bei stabiler Strahlführung beträgt 80 keV. Die Langzeit-Energiestabilität über 3 Stunden, gegeben durch eine Hochspannungsanlage Typ HA 300 der Fa. Carl Zeiss, ist 10^{-4} . Der Ionenstrom ist an der Quelle zwischen 1 μA und 40 μA einstellbar; die Strahlstromdichte ist veränderbar zwischen $5 \frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^2}$ und $4 \frac{\text{mA}}{\text{cm}^2}$.

2.2.2. Ionenfilter

Aus dem Ionenstrahl mit einer mittleren Flußdichte von ca. $10^{14}/\text{s cm}^2$ werden, wie bereits (in Abschnitt 2.1 erwähnt) einzelne zeitlich definiert nacheinander laufende Einzelionen

herausgefiltert. Dies geschieht mit einer Kombination: Blende - Ablenkkondensator - Blende. Die 1. Blende erzeugt einen geometrisch kleinen, scharf profilierten Strahl. Dieser wird in dem sich unmittelbar anschließenden Kondensator mit einer Frequenz von $10^4 - 10^5 \text{ s}^{-1}$ abgelenkt. Die hochfrequente Ablspannung liefert ein Hewlett Packard Rechteckpulsgenerator Modell 214A. Die Flankensteilheit beträgt 30 ns, die Pulshöhe 10 V bis 100 V.

Aus dem nach einer Laufstrecke von 180 cm mit einer Amplitude von ca. 40 mm an einer 2. Blende von 0,4 mm² rasch vorbeiziehenden Strahl, treten hauptsächlich einzelne Ionen durch diese Blende hindurch. Die Durchtrittswahrscheinlichkeit eines Ions ist in dem hier beschriebenen Versuch je nach Strahldichte, Ablenkpulshöhe, sowie Ionenart und Energie maximal 10 % bis 30 %. Damit ist die Wahrscheinlichkeit für das Durchtreten von zwei Ionen pro Strahlablenkung vernachlässigbar.

2.2.3. Flugzeitspektrometer und Elektronik

Das einzelne Ion durchläuft anschließend einen epitaktischen Goldkristall von ca. 1700 Å Dicke, der von einem 3-Achsen-Goniometerkopf getragen wird. Schließlich gelangt es nach einer Meßflugstrecke von 94 cm zu einem Channeltron B 318 BL der Fa. Philips, wo es ein Stoppsignal auslöst. Die für die Flugzeitmessung nötigen Startsignale liefert das Triggersignal des Pulsgenerators für die Strahlablenkung. Die Triggerimpulse durchlaufen noch eine Verzögerungsstrecke, um das Startsignal zeitlich dem Stoppsignal nahe zu bringen. Die Verzögerungszeit muß an die jeweilige Ionengeschwindigkeit angepaßt werden.

Die vollständige Laufzeitelektronik besteht aus:

1 Time Pickoff Unit	Modell 260
1 Time Pickoff Control	" 403A
2 Gate and Delay Generator	" 416A

1 Time to Pulse Height Converter Modell 437A
 1 Ratemeter " 441
 (Fa. Ortec Incorporated)

Für die Aufnahme des Flugzeitspektrums steht ein 200 - Kanal-
 analysator Modell 100 der Fa. Laben zur Verfügung.

Zur Bestimmung des Energieverlustes wurde die Zeitdifferenz
 $\Delta t = t_g - t_u$ zwischen den ungebremsten Ionen (t_u) (das Target
 war mit einem Loch versehen worden), und den beim Durchgang
 durch das Target gebremsten Ionen (t_g) verwendet. Die Bezie-
 hungen sind wie folgt. Die Flugzeiten für die Meßstrecke l
 sind:

$$t_u = \frac{l}{v_u} \quad (1) \quad \text{und} \quad t_g = \frac{l}{v_g} \quad (2)$$

wo v_u und v_g die Geschwindigkeiten der ungebremsten bzw. ge-
 bremsen Ionen sind. Daraus ergibt sich die Meßgröße-Zeit-
 differenz:

$$\Delta t = t_g - t_u = l \cdot (1/v_g - 1/v_u) \quad (3)$$

und die Geschwindigkeit der gebremsten Teilchen:

$$v_g = \frac{1}{\Delta t/l + 1/v_u} = v_u \left(\frac{1}{1 + \Delta t/t_u} \right) \quad (4)$$

$$\text{Wegen:} \quad E_a/E_e = v_g^2/v_u^2 \quad (5)$$

ist die Energie E_a der den Kristall verlassenden Teilchen:

$$E_a = E_e \frac{1}{(1 + \Delta t/t_u)^2} \quad (6)$$

$$\text{oder: } \Delta E = E_e - E_a = E_e \left[1 - \frac{1}{(1 + \Delta t/t_u)^2} \right] . \quad (7)$$

2.3. Experimentelles

2.3.1. Vakuum

Die Blenden des Ionenfilters stellen wegen ihres kleinen Durchgangs gleichzeitig auch eine vakuummäßige Trennung der drei Teile: Ionenbeschleuniger, Ionenfilter und Flugzeitspektrometer voneinander dar. Im Ionenfilter erzeugt eine Heraeus Diffusionspumpe DI 150 ein Vakuum von $2 \cdot 10^{-6}$ Torr. Das Flugzeitspektrometer ist mit einem Turbo-Molekularpumpstand THS 900 der Fa. Pfeiffer ausgestattet, und hat ein hinreichend ölfreies Vakuum von ca. $8 \cdot 10^{-7}$ Torr. So konnte die Ölkontamination des Targets vermieden werden.

2.3.2. Gold-Target

Die Target-Einkristalle werden durch epitaktisches Aufwachsen auf KJ {100} Spaltflächen bei $2 \cdot 10^{-6}$ Torr hergestellt. Die Aufdampfrate beträgt bei einer Substrattemperatur von 290°C ca. 200 Å/Minute. Anschließend an das Aufdampfen werden die Schichten 6 Stunden bei 250°C im Vakuum von 10^{-6} Torr getempert. Nach Abkühlung wird der KJ Kristall im Wasser gelöst und die Goldfolie auf ein ebenes Metallgitter mit ca. 50 % Transparenz aufgefangen. Hier wird sie durch Adhäsion festgehalten, und über den facettenartigen Löchern des Gitters gespannt.

Die Foliendicke wird nach Tolansky und aus dem Energieverlust von Protonen bestimmt. Die mikroskopische Qualität wird mit Röntgenbeugung geprüft.

3. Theorie

3.1. Allgemeine Betrachtungen zum Energieverlust

Die Bewegung schneller Projektile im Targetmaterial führt zur Stoßwechselwirkung mit Gitteratomen, wobei kinetische Energie übertragen wird (nuklearer Energieverlust $-(dE/dz)_n$; z - ist die Wegkoordinate des Geschossteilchens in Vorwärtsrichtung). Ein weiterer Energieverlustprozeß kommt durch inelastische Stöße mit den Elektronen des Festkörpers zustande (elektronischer Energieverlust $(dE/dz)_e$).

Es sei zunächst eine regellose Atomanordnung gegeben. Ist hier die Projektilenergie $E > E_1$, wobei:

$$E_1 = E_R (M_1/m) \cdot Z_1^{4/3} \quad (8)$$

mit der Rydbergenergie $E_R = 13,57$ eV, so dominiert der elektronische Energieverlust /22/. M_1 und m bedeuten hier die Projektil- bzw. Elektronenmasse, Z_1 - die Projektilkernladungszahl. Für den Bereich überwiegend nuklearen Energieverlustes kann die folgende Abschätzung gegeben werden /14/:

$$E \approx [10 Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)] / (a_{TF} \cdot M_2) \quad (9)$$

$$a_{TF} = a_0 \cdot 0,8853 \cdot (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$$

$$a_0 = 0,529 \text{ \AA}$$

Die mit 1 indizierten Größen bedeuten Kernladungszahl und Masse des Projektils; der Index 2 bezieht sich auf das Target.

Bei ungerichtetem Einschuß überwiegt für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Energien $E \leq 210$ keV und $Z_1 \geq Z$ der nukleare Energieverlust. Bei gerichtetem Einschuß erreichen

wir jedoch im betrachteten Energiebereich ein Dominieren elektronischen Energieverlustes, da mit wachsendem Stoßparameter p der nukleare Energieverlust stärker abnimmt als der elektronische (Abb. 3). Die Energieabhängigkeit kann wie folgt abgeleitet werden /23/: Bei einem Einzelstoß wird der Energieverlust durch den Stoßparameter p bestimmt. Der vom Projektil der Masse M_1 und Energie E auf ein Gitteratom übertragene Impuls ist:

$$I = (2M_1/E)^{1/2} \kappa(p) \quad (10)$$

mit

$$\kappa(p) = \int_0^{\infty} \frac{p \, dr}{(r^2 - p^2)^{1/2}} [-dV(r)/dr] \quad (11)$$

Der Energieverlust ist daher:

$$\Delta E = I^2/2M_2 = (M_1/M_2 E) \kappa^2(p). \quad (12)$$

Für κ ergeben sich beim Einsetzen des Atompotentials $V(r)$ und Integration modifizierte Besselfunktionen. So ist also der differentielle Energieverlust:

$$(dE/dz)_n \propto E^{-1} \quad (13)$$

Für den elektronischen Energieverlust ergibt sich im betrachteten Energiebereich /6,14/ (siehe Ableitung in 3.4)⁺:

$$(dE/dz)_e \propto E^{1/2} \quad (14)$$

3.2 Einfluß des Kristallgitters auf die Teilchenbewegung

Die Projektile führen durch nukleare Wechselwirkung in niedrig indizierten Gitterrichtungen eine gelenkte Bewegung.

⁺ S. 13

Aufeinander folgende Annäherungen an eine Kette sind stark miteinander korreliert, wenn sie unter kleinen Winkeln oder mit großen Stoßparametern ablaufen. Unkorreliert bleiben dagegen die Wechselwirkungen mit den einzelnen Atomketten. Zur Vereinfachung der folgenden Übersicht wird ein ideales Gitter vorausgesetzt, also Wechselwirkungen mit Fremdatomen, Gitterfehlern sowie Gitterschwingungen vernachlässigt.

Die Korrelation der Stöße an den einzelnen Atomen der Kette, läßt eine Mittelung des Potentials über die ganze Kette zu:

$$U(r) = 1/d \int_{-\infty}^{+\infty} V(R) dz \quad (15)$$

mit $V(R)$ -Atompotential und $R = (z^2 + r^2)^{1/2}$, wobei r der Abstand Atomreihe-Teilchen, und d der Gitteratomabstand ist. Dieses Zylinderpotential gilt bis zu einem maximalen Radius r_0 , definiert durch:

$$F = \pi r_0^2 = d \cdot d \cdot 2^{1/2}$$

F ist hier die Fläche der Wigner-Seitz-Zelle für den $[110]$ Kanal. Mit $d = 2,88 \text{ \AA}$ ergibt sich $r_0 = 1,37 \text{ \AA}$.

Ein auch bei größerer Annäherung des Projektils an die Kette ausreichend gut beschreibendes Potential, ist das Thomas-Fermi-Potential in der Näherung von Molière /25/:

$$V(R) = z_1 z_2 e^2 / R \sum_{i=1}^3 \beta_i e^{-\alpha_i \cdot R / a_{TF}} \quad (16)$$

mit $\alpha_1 = 6$, $\alpha_2 = 1,2$; $\alpha_3 = 0,3$; $\beta_1 = 0,1$; $\beta_2 = 0,55$

$\beta_3 = 0,35$; $a_{TF} = 0,8853 a_0 (z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{-1/2}$ und

$a_0 = 0,529 \text{ \AA}$.

Die Mittelung dieses Potentials über die ganze Kette, nach Gleichung (15) ergibt:

$$U(R) = (2 Z_1 Z_2 e^2/d) \sum_{i=1}^3 \beta_i K_0 (\propto_i R/a_{TF}) \quad (17)$$

Die K_0 sind modifizierte Besselfunktionen /26/.

3.3 Kritischer Winkel und minimaler Stoßparameter

Ein Projektil trete in den Kristall unter dem Winkel ψ_0 zu einer Atomkette im Abstand r ein (Abb. 4). Seine Querenergie läßt sich schreiben als:

$$E_{\perp} = E \psi_0^2 + U(r) , \quad (18)$$

wo E die kinetische Energie des Teilchens, und $U(r)$ das an der Eintrittsstelle herrschende Potential bedeutet. Ist $E_{\perp}$ aufgrund eines großen ψ_0 oder wegen eines hohen Eintrittspotentials groß, so wird das Teilchen am einzelnen At stark gestreut und so aus der ursprünglichen Richtung herausgeworfen. Für kleine $E_{\perp}$ wird das Teilchen mit kleinen Winkeln von den Atomen gestreut und somit wird die Korrelation der äquidistanten Atome einer Gittergeraden als Streuzentren wirksam. Bei mittleren Werten $E_{\perp}$ beschreibt das Projektil eine Bahn zwischen mehreren Atomreihen.

Es sei der Einschußwinkel $\psi_0 = 0$, dann läßt sich gemäß (18) eine solche Zuordnung:

$$E_{\perp \max} = U(r_{\min}) \quad (19)$$

finden, daß das Projektil gerade noch nicht aus der Gittergeraden durch Großwinkelstreuung abgelenkt wird. Um jede Atomreihe läßt sich also eine zylinderförmige, für geführte Atome verbotene Zone vom Radius $r_{\min}$ legen. Denken wir uns ein Teilchen bei $U(r_0) = 0$ gestartet, so läßt sich aus (18) analog ein maximaler Einschußwinkel $\psi_{\max}$ definieren, so daß:

$$E_{\perp \max} = E \psi_{\max}^2 = U(r_{\min}) \quad (20)$$

Es folgt weiter aus Abb. 4:

$$r_{\min} / d > \psi \quad (21)$$

Nach Varelas /31/ läßt sich der kritische Winkel ψ_c und die maximale Annäherung r_e des Projektils an die Atomreihe aus dem Atomreihenpotential wie folgt bestimmen:

$$\psi_c = (-2a_{TF}/d) [U'(r_c/a_{TF})/U''(r_c/a_{TF})] \quad (22)$$

$$U(r_c/a_{TF}) [U''(r_c/a_{TF})/U'(r_c/a_{TF})]^2 = \xi \quad (23)$$

$$\text{mit} \quad \xi = E a_{TF}^2 / 2 Z_1 Z_2 e^2 d$$

3.4 Nuklearer und elektronischer Energieverlust

Der kleine Winkel φ um den Projektilatome bei der Gitterführung pro Atom gestreut werden (Abb. 4) ist in der Impulsnäherung:

$$\varphi = -U'(r)d/2E. \quad (24)$$

Die Ablenkung um diesen Winkel ist verbunden mit einer Energieübertragung:

$$T_n = (M_1/M_2)E\varphi^2 = (M_1d^2/4M_2E) [U'(r)]^2 \quad (25)$$

Mit Verwendung des Lindhard Standardpotentials /7/:

$$U(r) = (Z_1 Z_2 e^2/d) \ln [(C a_{TF}/r)^2 + 1] \quad (26)$$

mit $C = \sqrt{3}$, ergibt die Mittelung über alle bei der Querenergie $E_{\perp}$ vorkommende Stoßparameter:

$$\langle T_n(E_{\perp}) \rangle = M_1 d^2 / [2M_2 E (r_0^2 - r_1^2)] \int_{r_1}^{r_0} [U'(r)]^2 r dr \quad (27)$$

r_1 läßt sich dabei aus (10)⁺ bestimmen. Abbildung 5 macht unmittelbar den qualitativen Zusammenhang zwischen E_1 und dem Energieverlust deutlich. - Größere Querenergie bedeutet häufigeres und tieferes Eindringen in Bereiche hohen Potentials, und damit mehr Energieübertragung durch Stoßwechselwirkung mit den Targetatomen.

Die elektronische Wechselwirkung der Stoßpartner führt ebenfalls zu Energieaustausch, der stark von der örtlichen Elektronendichte, also der Bahn des Teilchens abhängt. Für regellose Atomanordnungen wird von Lindhard et al. /14/ eine Abschätzung des elektronischen Energieverlustes angegeben:

$$(dE/dx)_e = (8 \pi N a_0 e^2 Z_1^{7/6} Z_2/Z) \cdot v/v_0 \quad (28)$$

Hier ist $Z = (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}$; v - die Projektilgeschwindigkeit, N die Zahl Gitteratome pro Volumeneinheit und v_0 - die Elektronengeschwindigkeit im kleinsten Wasserstoffradius. Eine andere Methode zur Berechnung des durch Wechselwirkung mit Elektronen eintretenden Energieverlustes der Projektil gibt Firsov /6/. Sie soll wegen ihrer guten Wiedergabe des Stoßparameterabhängigen elektronischen Energieverlustes, und wegen der Bedeutung für das folgende hier erläutert werden:

Zwischen 2 Stoßpartnern wird eine Äquipotentialfläche S im Minimum des Thomas-Fermi-Potentials gedacht. Ein diese Fläche durchdringendes Elektron überträgt einen Impuls I , der der Relativgeschwindigkeit R der Stoßpartner proportional ist:

$$I = \frac{1}{2} m \dot{R}, \quad (29)$$

mit m - Elektronenmasse.

Nun ist die Elektronenflußdichte durch S in einer Richtung gleich $n \cdot u/4$, wobei n die Elektronendichte und u ihre Geschwindigkeit gemäß dem Thomas-Fermi-Atombild ist.

⁺ S. 12

Die Integration über die ganze Wechselwirkungsfläche S ergibt die Gesamtzahl der durch sie hindurchtretenden Elektronen. Damit wird die zwischen den Stoßpartnern wirkende Kraft:

$$K = \frac{1}{2} m \dot{R} \int_S (n \cdot u/4) dS, \quad (30)$$

und die durch sie auf dem Weg dR geleistete Arbeit oder Energieübertragung ist:

$$T_e = \int m \dot{R} dR \int_S (nu/4) dS \quad (31)$$

Ersetzen der Elektronendichte n sowie ihrer Geschwindigkeit u durch Ausdrücke der Thomas-Fermi-Atomtheorie und Integration führt auf:

$$T_e = B/(1 + br)^5 \quad [\text{eV}] \quad (32)$$

mit $B = 0,043 \cdot (Z_1 + Z_2)^{5/3} v$; $v = \text{in } [\text{cm}/\mu\text{s}]$

$b = 0,31 \cdot (Z_1 + Z_2)^{1/3}$; $r = \text{in } [\text{\AA}]$ (siehe Abb. 3)

Berücksichtigt man die für ein festes $E_{\perp}$ vorkommende Stoßparameterverteilung und Gewichtung durch Integration von r_1 bis r_0 , so erhält man:

$$\begin{aligned} \langle T_e \rangle = & \left\{ B / [6b^2(r_0^2 - r_1^2)] \right\} \left\{ (1+4br_1)/(1+br_1)^4 - \right. \\ & \left. -(1+4br_0)/(1+br_0)^4 \right\} + T_e^* \end{aligned} \quad (33)$$

T_e^* ist der, wegen der Fernwirkung elektronischen Potentials nicht zu vernachlässigende, Anteil nächster und übernächster Atomreihen am elektronischen Energieverlust. T_e^* berechnet sich für sehr kleine Querenergien wie folgt:

$$T_e^* = 2B/r_0^2 \int_0^\infty r dr / (1+br)^5 = B(1+4br_0) / [6b^2 r_0^2 (1+br_0)^4] \quad (34)$$

Die bei $E_{\perp}$ größte Annäherung r_1 an die Atomreihe, wird aus (26)⁺ bestimmt. Diese Abschätzung des Energieverlustes nach Firsov gibt einen guten Mittelwert über die im Experiment bestimmten Energieverluste als Funktion der Kernladungszahl Z_1 , für konstante Projektilgeschwindigkeit v . Nicht reproduziert durch sie werden dagegen die Z_1 -Oszillationen des Energieverlustes.

Eine gute qualitative Beschreibung des Phänomens erreichten Cheshire et al. /15,21/, durch Einsetzen realistischer Elektronenbahnen (Slater-Bahnen), und Elektronengeschwindigkeiten an Stelle von statistischen Elektronenverteilungen, in das Firsovsche Modell (Abb. 15). Es ist:

$$\int (nu/4) dS = 1/4 \int dS \left\{ \sum_{\alpha} u_{\alpha} |\psi_{\alpha}|^2 + \sum_{\beta} u_{\beta} |\psi_{\beta}|^2 \right\} \quad (35)$$

mit den Slaterbahnen $\psi_{\alpha, \beta}$ von Projektil und Target, sowie den entsprechenden Bahngeschwindigkeiten $u_{\alpha, \beta}$:

$$\psi_{\alpha} = r^{n_{\alpha} - 1} \cdot \exp(-\xi_{\alpha} r) Y_{l_{\alpha} m_{\alpha}}(\theta, \phi) \quad (36)$$

$$u_{\alpha} = \xi_{\alpha} \left(1 + 2 \cdot \frac{1(1+1) - n(n-1)}{n/2n-1} \right)^{1/2} \quad (37)$$

Es werden hier jedoch, da die Projektilbahn in das Minimum des Überlappungspotentials von Kette und Teilchen gelegt wird, nur Teilchen mit $E_{\perp} = 0$ berücksichtigt, d.h. $r = d/2$ gesetzt. Kumakhov /32/ gibt eine Methode zur Berechnung der querenenergieabhängigen spektralen Energieverteilung geführter Atome an. Es fehlen jedoch bis jetzt nach diesen Formeln berechnete Verteilungen zum Vergleich mit eigenen Messungen.

⁺ S. 13

4. Durchführung der Messungen und Ergebnisse

4.1 Aufnahme eines Energiespektrums

4.1.1. Kristalljustierung

Das, wie in Abschnitt 2.3.2.⁺ beschrieben, hergestellte Goldtarget wird am Goniometer (Typ Y 945 der Fa. Enraf-Nonius) montiert, und mit diesem um eine weitere Achse drehbar, im Targettopf aufgehängt (Abb. 1). Da die kristallografische $[100]$ - Richtung als Oberflächennormale festliegt, ist eine Grobjustierung auf die dichtgepackteste, für Channelingexperimente bevorzugte $[110]$ - Richtung sofort möglich. Ziel einer Feinjustierung ist es:

- (a) einen möglichst guten Teil des relativ zum Strahldurchmesser großen Targets zu nutzen, und
- (b) das Target als Ganzes so zu orientieren, daß beim Abtasten der $[110]$ - Kanalrichtung in einer Umgebung von ca. $\pm 3^\circ - 4^\circ$ nicht etwa eine Kristallebene miteinbezogen würde.

Punkt (a) wird leicht durch Auffinden Intensitätsmaximums der Kanalteilchen erreicht. Für Punkt (b) muß der Kristall um die Normalachse (Abb. 1) solange gedreht werden, bis beim Herausdrehen aus der $[110]$ - Richtung um die zum Strahl senkrechte Achse minimale Breite der Intensitätskurve erreicht wird.

4.1.2. Bestimmung des Zeitnullpunktes

Nach der Justierung des Kristalles wird zur Festlegung des Nullpunktes der Laufzeit das Target mit Hilfe des Goniometers horizontal verschoben. Erreicht dabei der Strahl ein zu diesem Zweck erzeugtes Loch (siehe Abschnitt 2.2.3)⁺⁺, so können Teilchen ungehindert hindurchtreten und den Detektor erreichen. Sie werden im Vielkanalanalysator als 1. Maximum

⁺ S. 8 ⁺⁺ S. 6

(Abb. 6) registriert. Die Kanalteilchen fallen wegen ihrer geringeren Geschwindigkeit und der dadurch auf der Flugmeßstrecke entstandenen Laufzeitdifferenz in Maximum 2 der Abb. 6.

4.1.3. Aufnahme der Spektren

Ist der Nullpunkt der Zeitmessung festgelegt, so beginnt die querenergieabhängige Messung der Laufzeitdifferenzen. In Schritten von jeweils 1° wird der Einfallswinkel der Projektile in den $[110]$ -Kanal variiert, und dabei ebenfalls in 1° -Schritten des Austrittswinkels, einzelne Spektren in Zeiten von 3 bis 30 Minuten aufgenommen.

Die Winkeländerungen werden bis maximal $\pm 4^\circ$ durchgeführt, der dabei erfaßte Querenergiebereich beträgt energie- und projektilabhängig 0,6 bis 1 keV. In der Auswertung erfaßt wurde der energiegünstigste Austrittswinkel. Die in der Arbeit zu 100 eV gestufte Querenergie wird aus den eingestellten Winkeln durch lineare Interpolation erhalten.

4.2 Auswertung

Wegen der Linearität der Zeit-Impuls Konversion ist das aufgezeichnete Spektrum (Abb. 6) eine lineare Wiedergabe der Laufzeitverhältnisse von Kanalatomten und ungebremsten Ionen. Das 1. Maximum hat wegen der großen Energieschärfe der primären, ungebremsten Ionen die natürliche, durch die Elektronik gegebene Breite. Hier erscheint es gerechtfertigt, das Maximum als Ausgangspunkt und Nullpunkt der Zeitrechnung heranzuziehen. Anders bei Maximum 2, dem Maximum der Kanalatomten: Abhängig von ihrer Querenergie, also Eintrittsort und Winkel, erleben einzelne Projektile verschiedene Schicksale. Kleine Querenergien bedeuten ideale Gitterführung - diese Teilchen formen die Anstiegsflanke des Maximums. Ein Großteil der Projektile durchläuft das Gitter mit einer mittleren Querenergie, und wesentlich stärkerer und häufigerer Annäherung an Atomketten (Abb. 5). Der damit verbundene größere Energieverlust bedingt eine längere Flugzeit - diese Teilchen bilden das eigentliche Maximum. Wenige, an Orten rela-

tiv hohen Potentials in den Kristall eingedrungene, gerade noch geführte Teilchen schließlich bilden den Ausläufer des Maximums.

Der untersuchte Energieverlust bestgeleiteter Teilchen, bei jeweils eingestellter Mindestquenergie, legt es daher nahe die Steigung der Anstiegsflanke zur Festlegung der Laufzeit herauszuziehen /27/. Es wurde der Abszissenschnittpunkt der Anstiegstangente als Endpunkt der Laufzeit bester Kanalatomy angenommen. Zwischen dem i -ten und $(i + k)$ -ten Kanal (Abb. 6) liegt die Flugzeitdifferenz Δt , die gegeben ist durch:

$$\Delta t = t_g - t_u = f_k [(i+k)-i] \quad (38)$$

mit f_k - dem am Zeit-Amplituden-Konverter eingestellten Konversionsfaktor, der je nach Energie und Ionenart 4,29 ns/Kanal bzw. 8,54 ns/Kanal beträgt.

Mit Δt wird gemäß (6)⁺ die Austrittsenergie der Kanalatomy bestimmt. Der differentielle Energieverlust dE/dx kann dann wie folgt bestimmt werden: Der Wirkungsquerschnitt S_e für die elektronische Abbremsung in Gitterkanälen wird im benutzten Energieintervall als Geschwindigkeitsproportional angenommen /6,7,28/:

$$S_e = (1/N)dE/dx = S_o \cdot E^{1/2} \quad (39)$$

N ist die Atomzahldichte des Targets; S_o - eine für Target und Projektil spezifische Konstante. Aus (39) wird durch Umformung und Einsetzen der Integrationsgrenzen:

$$\int_{E_e}^{E_a} E^{-1/2} dE = N S_o \int_0^x dx, \quad (40)$$

und schließlich der differentielle Energieverlust:

$$(dE/dx)_e = NS_e = 2 E_e^{1/2} (E_e^{1/2} - E_a^{1/2}) / x \quad (41)$$

⁺S. 7

4.3. Ergebnisse

4.3.1. Meßergebnisse

Die Experimente beschränken sich auf Energieverlustmessungen in Gold [110]. Die Energie der verwendeten Projektil: Stickstoff, Neon, Argon und Krypton konnte von 90 keV bis auf 210 keV gesteigert werden.

Um Vergleiche mit Literaturwerten vornehmen zu können, wird eine feste Bezugsgeschwindigkeit gewählt, die für möglichst viele Ionenarten in den überstreichbaren Energiebereich fällt. Für Krypton liegt die gewählte Bezugsgeschwindigkeit von 110 cm/ μ s über der höchstmöglich erzielbaren. Es werden daher die Energieverlustkurven zu höheren Werten extrapoliert.

Die Abb. 7-10 geben den geschwindigkeitsproportionalen Energieverlust, gestuft nach Einschußquenergien zu 100 eV wieder. Abb. 11 stellt eine Zusammenfassung der vorhergehenden Energieverlustkurven dar, bezogen auf die gleiche Geschwindigkeit von $1,1 \cdot 10^8$ cm/s. Auf der Abszisse sind die Quenergien der Projektil aufgetragen. In Abb. 12, die die Veränderung des differentiellen Energieverlustes mit steigender Quenergie relativ zum Verlust bei Quenergie 0 wiedergibt, wird die Entwicklungstendenz des Energieverlustes für einzelne Projektil (Ionenarten) besonders deutlich.

Den Einfluß des Einschußwinkels der Projektil auf den Energieverlust im Vergleich zur Theorie nach Firsov zeigt Abb. 13. Abweichungen von der Theorie erscheinen verständlich, berücksichtigt man den Näherungscharakter der Theorie wie er sich besonders in Abb. 15 manifestiert.

4.3.2. Theoretischer Energieverlust bei konstanter Quenergie

Um Vergleiche mit experimentellen Werten vornehmen zu können, werden nach dem Firsovschen Modell (Abschnitt 3.4)⁺ Ener-

⁺ S. 13

gieverluster bei konstanter Querenergie der Projektile, als Funktion der Kernladungszahl Z_1 , berechnet (Abb. 14). Abweichend von (34)⁺ wird wegen der größeren Querenergien, der Fernwirkungsanteil T_e^* des elektronischen Energieverlustes wie folgt berechnet: Die Beiträge T_e gemäß Gleichung (32)⁺⁺ eines im Abstand r_1 um die Kette rotierenden Projektils mit einem beliebigen Atom der (110)-Ebene werden gemittelt. Anschließend werden diese gemittelten Beträge für alle Atome der (110)-Ebene summiert. Das so berechnete T_e^+ tendiert mit steigender Querenergie gegen einen konstanten Wert, der nur sehr schwach von Projektilkernladungszahl abhängt.

Es zeigt sich (Abb. 14), daß alle Kurven mit $E_{\perp} > 0$ zwischen der Verlustkurve ideal geleiteter Teilchen ($E_{\perp} = 0$), und der für random eingeschossene Projektile liegen. Dabei approximieren die Kurven kleiner Querenergie bis ca. 500 eV mit steigendem Z_1 , durch leichten Abfall des Verlustes, asymptotisch den Energieverlust bestgeleiteter Teilchen. Bei weiter steigender Querenergie wächst dann auch bei hohen Kernladungszahlen Z_1 der Verlust rasch an, um allmählich, ab etwa 5 keV, sich der Kurve für Randomeinschuß zu nähern.

⁺ S. 15

⁺⁺ S. 15

5. Diskussion

5.1. Meßgenauigkeit und Auflösung des Spektrometers

Zur Beurteilung der Qualität der erhaltenen Ergebnisse sollen zunächst die Möglichkeiten und apparativen Grenzen des verwendeten Laufzeitspektrometers untersucht werden. Mögliche Fehler bei Flugzeitmessung sowie der Dickenbestimmung verwendeter Kristalle sollen diskutiert werden.

5.1.1. Nulleffekt und Winkelauflösung des Detektors

Der Nulleffekt des offenen Sekundärelektronenvervielfachers Typ B 318 BL ist mit 0,4 Impulsen/Sekunde bei einer Betriebsspannung von 3 kV angegeben. Für die im Versuch angelegte Spannung von 2,5 kV war die Nullzählrate kleiner als 0,2. Es ergab sich also von daher kein meßbarer Beitrag zum insgesamt recht kleinen Untergrund (Abb. 6). Auch die Anstiegszeit des Zählers von weniger als 1 ns, trug nur geringfügig zur Zeitunsicherheit bei. Lediglich die große Öffnung des Detektors (3 mm $\varnothing$) lieferte eine Querenenergieunsicherheit von maximal ± 5 eV.

5.1.2. Strahldivergenz und Energieunschärfe

Der entscheidende apparative Fehler liegt in der Strahldivergenz des Primärstrahles hinter dem Ablenk Kondensator. Durch sie wird die Breite des Maximums nichtgebremster Teilchen (Abb. 6) bestimmt. Da ja die Schwankungen der Hochspannungskaskade mit 10^{-4} vernachlässigt werden können, Der sich daher für den Energieverlust ergebende Fehler beträgt etwa ± 11 %.

5.1.3. Auflösungsvermögen der Gesamtapparatur und Mindestzählrate

Eine weitere für das Auflösungsvermögen wesentliche apparative Größe ist die Länge der Flugmeßstrecke. Sie bestimmt die

Flugzeitdifferenz Δt , gleichzeitig aber auch die Zählrate des Detektors. Die im Versuch gewählte Länge von $94 \pm 0,5$ cm, garantierte für alle Projektilarten und Energien eine Mindestzählrate von 10 Impulsen pro Sekunde, bei einer maximalen Zeitunschärfe $\Delta t/t$ von 0,03.

5.1.4. Genauigkeit der Kristalldickenmessung

Die interferometrische Dickenbestimmung nach Tolansky zeigt eine gleichmäßige Polierendicke über die gesamte Fläche. Die für die Messungen benutzte Folie wies eine Dicke von $1720 \text{ \AA} \pm 5,5 \%$ auf. Eine weitere Dickenbestimmung mittels Energieverlust von Protonen in Randomrichtung konnte wegen des größeren Fehlers nur zur groben Überprüfung des 1. Ergebnisses herangezogen werden.

5.1.5. Gesamtfehler

Eine Wichtung der Einzelfehler ergibt für die Gesamtapparatur einen Fehler von maximal ca. 17 %. Hierin ist das Hauptgewicht durch die von der Strahldivergenz bewirkten Verbreiterung des Bezugssignals (siehe 4.1⁺ und 4.2⁺⁺).

5.2. Vergleich der Meßergebnisse mit Literaturwerten

Die in den Abbildungen 7-12 gezeigten differentiellen Energieverluste wurden bei Annahme einer theoretischen $E^{0,5}$ - Abhängigkeit dieses Verlustes /6,7,28/ berechnet (siehe 4.2)⁺⁺. Andere Autoren /9,10,11,24/ berichten über gemessene, teilweise beachtlich (0,3 - 0,8) vom theoretischen Exponenten 0,5 abweichende E-Abhängigkeiten des elektronischen Energieverlustes (Abb. 16). Es zeigt sich /10,24/, daß der Exponent selber eine mit Z_1 oszillierende Funktion ist.

Zur Abschätzung des, durch Annahme einer konstanten $E^{0,5}$ - Abhängigkeit, entstandenen Fehlers, wurde für Projektil mit einer größten Abweichung von diesem Verhalten (Stickstoff,

⁺ S. 17

⁺⁺ S. 18

Argon), mit den in der Literatur /10,24/ angegebenen Exponenten gerechnet. Es ergab sich im differentiellen Energieverlust bei Querergergie 0 eine Abweichung von ursprünglich gerechneten Wert von maximal 6 %. Diese Abweichung konnte gegenüber dem Gesamtfehler vernachlässigt werden.

Eine vergleichende Zusammenstellung theoretisch und experimentell gefundener differentieller Energieverluste als Funktion der Projektilkernladungszahl Z_1 stellt Abbildung 15 dar. Die hier durch Laufzeitmessungen bestimmten Werte für gut geführte Teilchen ($E_{\perp} = 0$) in Gold, stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit (siehe Abschnitt 5.1)⁺ mit denjenigen von J. Böttiger und F. Bason /21/ überein.

Die von Cheshire et al. /21/ nach dem Firsov'schen Modell berechneten Energieverluste (Abb. 15) geben in der Tendenz die gemessenen Z_1 -Oszillationen ziemlich exakt wieder. Nicht befriedigend reproduziert wird die Größe des Energieverlustes. Die nach Firsov berechneten Energieverluste für verschiedene Querergergien der Projektile in [110] - Gold, sowie auch der Randomenergieverlust können zum Vergleich mit experimentell gefundenen Werten herangezogen werden. Es zeigt sich, daß für $E_{\perp} = 0$ das $(dE/dx)_{\text{Firsov}}$ eine leidlich gute Mittelung des Energieverlustes darstellt. Der Übergang zu $E_{\perp} > 0$ führt zu einem, für kleine Z_1 sehr starken, Anwachsen von $(dE/dx)_{\text{Firsov}}$. Die Kurven konstanter Querergergie schmiegen sich, solange $E_{\perp}$ klein genug ist, bei wachsendem Z_1 an die Energieverlustkurve für $E_{\perp} = 0$ an.

Vergleicht man theoretisch und experimentell gefundene elektronische Energieverluste, so sei zunächst auf die theoretisch /6/ nicht wiedergegebenen Z_1 -Oszillationen hingewiesen. Die hieraus resultierende Abweichung vom Experiment macht in der Umgebung der Extrema bis zu 400 % aus. Aus den wenigen vorhandenen Meßpunkten läßt sich jedoch folgende Tendenz ablesen:

Der relative Anstieg des Energieverlustes ist in der Nähe der Minima am größten (Abb. 15). Mit wachsender Querergergie

⁺ S. 22

verwischt sich also der Oszillationseffekt. Größere Querenergie führt zu stärkerem Überlappen der Elektronenschalen von Projektil und Targetatom, und damit zur Abschwächung des Einflusses der äußeren, die Oszillationen hervorrufernden, Schalen. Dies führt folgerichtig auf die von P. Hvelphund und B. Fastrup /24/ sowie J.H. Ormrod et al. /13/ gefundenen kleinen Z_1 -Oszillationen des Energieverlustes bei Randeinschuß bzw. für amorphe Targets.

5.3. Zusammenfassung

An Ionen ausgewählter Gase (N, Ne, Ar, Kr) wurden Energieverlustmessungen in einkristallinem $[110]$ - Gold, abhängig von der Einschußquerenergie bei konstanter Anfangsgeschwindigkeit, durchgeführt. Die Meßapparatur, - ein Flugzeitspektrometer, erlaubte Energiemessungen mit 12 bis 17 % Genauigkeit, je nach Ionenart.

Die Messungen zeigen in guter Übereinstimmung mit anderen Autoren /9, 10, 13, 24/ deutliche Oszillationen des Energieverlustes mit der Projektilkernladungszahl. Die Variation der Querenergie ($0 \leq E_{\perp} < 0,3$ keV) bringt einen erwarteten Anstieg des Verlustes bis zu 40 %. Die Variation des Energieverlustes (8-40 %) ist deutlich mit der Lage der Projektile im Z_1 -abhängigen Energieverlustbild verknüpft. Abweichungen dieser Variation von der theoretischen nach Firsov erwarteten werden verständlich, berücksichtigt man die nur statistischen Annahmen über die verlustbestimmenden Elektronendichten in dieser Theorie.

Schlußwort

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. Sizmann für die Aufgabenstellung sowie sein Interesse an der Arbeit. Viele Hinweise seinerseits und zahlreiche Diskussionen waren mir stets eine große Hilfe bei der Lösung anstehender Probleme.

Allen Mitarbeitern des Lehrstuhles, insbesondere Herrn Bra-datsch, danke ich für ihre gute Zusammenarbeit und zahlreiche Hilfestellungen.

6. Literaturverzeichnis

- /1/ M.T. Robinson, O.S. Oen - Phys. Rev. 132, 2385 (1963)
- /2/ H. Lutz, R. Sizmann - Phys. Lett. 5, 113 (1963)
- /3/ G. R. Piercy et al. - Phys. Rev.Lett. 10, 399 (1963)
- /4/ R.S. Nelson, M.W. Thomson -Phil. Mag. 8, 1677 (1963)
- /5/ H. Lutz, S. Datz, C. Moak, T.S. Noggle - Phys. Rev. Lett.
17, 285 (1966)
- /6/ O.B. Firsov - Soviet Phys. JETP 9, 1076 (1959)
- /7/ J. Lindhard - Kgl. Dan. Vid. Sels. Mat.-Fys. Medd. 34,
14 (1965)
- /8/ K. Ibel, R. Sizmann - phys. stat. sol. 29, 403 (1968)
- /9/ J. Böttiger, F. Bason - rad. effects 2, 105 (1969)
- /10/ F.H. Eisen - Can.J.Phys. 46, 561 (1968)
- /11/ G. Högberg, H. Norden, R. Skoog - phys.stat.sol. 42,
441 (1970)
- /12/ L. Eriksson, J.A. Davies, P. Jespergaard - Phys. Rev. 161,
219 (1967)
- /13/ J.H. Ormrod, J.R. Macdonald, H.E. Duckworth - Can. J. Phys.
43, 275 (1965)
- /14/ J. Lindhard, M. Scharff, H. Schiott - Kgl. Dan. Vid. Sels.
Mat.Fys.Medd.33,14(1963)
- /15/ I.M. Cheshire, G. Dearnaley, J.M. Poate - Phys. Lett.
27A, 304 (1968)
- /16/ A.H. El-Hoshy, J.F. Gibbons - Phys. Rev. 173, 454 (1968)
- /17/ K.B. Winterborn - Can. J. Phys. 46, 2429 (1968)
- /18/ C.P. Bhalla, J.N. Bradford - Phys. Lett. 27A, 318 (1968)
- /19/ L.G. Gurvich, U. Yarkulov - Sov.Phys.-Sol.St. 12, 1121(1970)
- /20/ M.A. Kumakhov - Phys. Lett. 37A, 153 (1971)
- /21/ J.M. Cheshire, J.M. Poate - Bericht der Brighton Confe-
rence von 196 'Atomic Collision Phenomena in Solids'
- /22/ E. Segré - Nuclear Physics I - New York (1961)
- /23/ C. Lehmann, G. Leibfried - J. Appl. Phys. 34, 2821 (1963)
- /24/ P. Hvelphund, B. Fastrup - Phys. Rev. 165, 408 (1968)
- /25/ G. Molière - Z. Naturforschung 2a, 133 (1947)
- /26/ G.N. Watson - Theory of Bessel Functions, Cambridge,
S. 698 (1958)

- /27/ F.H. Eisen et al. - Rad. Effects 13, 93 (1972)
- /28/ J. Lindhard, M. Scharff - Phys. Rev. 124, 128 (1961)
- /29/ K. Ibel - Dissertation T.H. München 1966
- /30/ H.H. Andersen, P. Sigmund - Nucl. Instr.Meth. 38, 238(1966)
- /31/ K. Varelas - wird veröffentlicht
- /32/ M.A. Kumakhov - Bericht der III. nationalen Physiktagung
über die Wechselwirkungen angeregter Teilchen mit Fest-
körpern 41 (1972)

7. Verzeichnis in der Arbeit gebrauchter Symbole und Abkürzungen

a_0 = 0,529 - Bohrscher Wasserstoffradius

a_{TF} - Thomas-Fermi Radius (siehe S. 9)

B - Konstante des Firsovschen Energieverlustes (siehe S. 15)

b - wie B

C = $3^{1/2}$ - Lindhardkonstante (siehe S. 13)

d = 2,88 Å - Abstand der Gitteratome in Au 110

E - Energie der Projektile

E_e - Energie der Projektile bei Eintritt in den Kristall

E_a - Austrittsenergie der Projektile

ΔE - Integraler Energieverlust

$E_{\perp}$ - Querenergie der Projektilatome

$E_{\perp \max}$ - Maximalwert der Querenergie von Kanalatomten

E_R = 13,86 eV - Rydbergenergie

e - Elementarladung

f_k - Konversionsfaktor der Laufzeitelektronik

I - Bei Wechselwirkung übertragener Impuls (siehe S. 10, 14)

K - Elektronische Wechselwirkungskraft der Stoßpartner

K_0 - Modifizierte Besselfunktionen

$\kappa(p)$ - Impulsübertragungsfunktion bei nuklearen Stößen (siehe S.10)

l = 94 cm - Meßstrecke zur Flugzeitbestimmung

m - Elektronenmasse

M_1 - Projektilmassenzahl

M_2 = 197 - Massenzahl des Goldtargets

N = 0,0593 Å⁻³ - Zahl der Au-Gitteratome pro Volumen

n - Elektronendichte nach Thomas-Fermi

p - Stoßparameter

R - Abstand Projektilatom - Targetatom

r - Abstand Projektilatom - Atomreihe

$r_0 = 1,365 \text{ \AA}$ - Mittlerer Einflußbereich einer Atomreihe in Au 1

$r_{\min} = r_c$ - Minimaler Abstand Kanalatom - Atomreihe

r_1 - Minimaler Abstand Kanalatom - Atomreihe bei E

S - Wechselwirkungsfläche der Firsov'schen Theorie (siehe S.15,16)

S_e - Wirkungsquerschnitt für elektronischen Energieverlust

S_0 - wie S_e (siehe S. 19)

t_g - Flugzeit gebremster Projektile

t_u - Flugzeit ungebremster Projektile

T_n - Nuklearer Energieverlust pro Stoß

T_e - Elektronischer Energieverlust pro Stoß

T_e^* - Elektronischer Energieverlust pro Stoß mit Umgebung (s.S.1)

$U(r)$ - Mittleres Atomreihenpotential

u, u_∞, u_B - Elektronengeschwindigkeit nach Thomas Fermi (s.S.16)

$v_0 = 2,19 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$ - Elektronengeschwindigkeit im kleinsten Wasserstoffradius

v - Projektilgeschwindigkeit

v_g - Geschwindigkeit gebremster Projektile

v_u - Geschwindigkeit ungebremster Teilchen

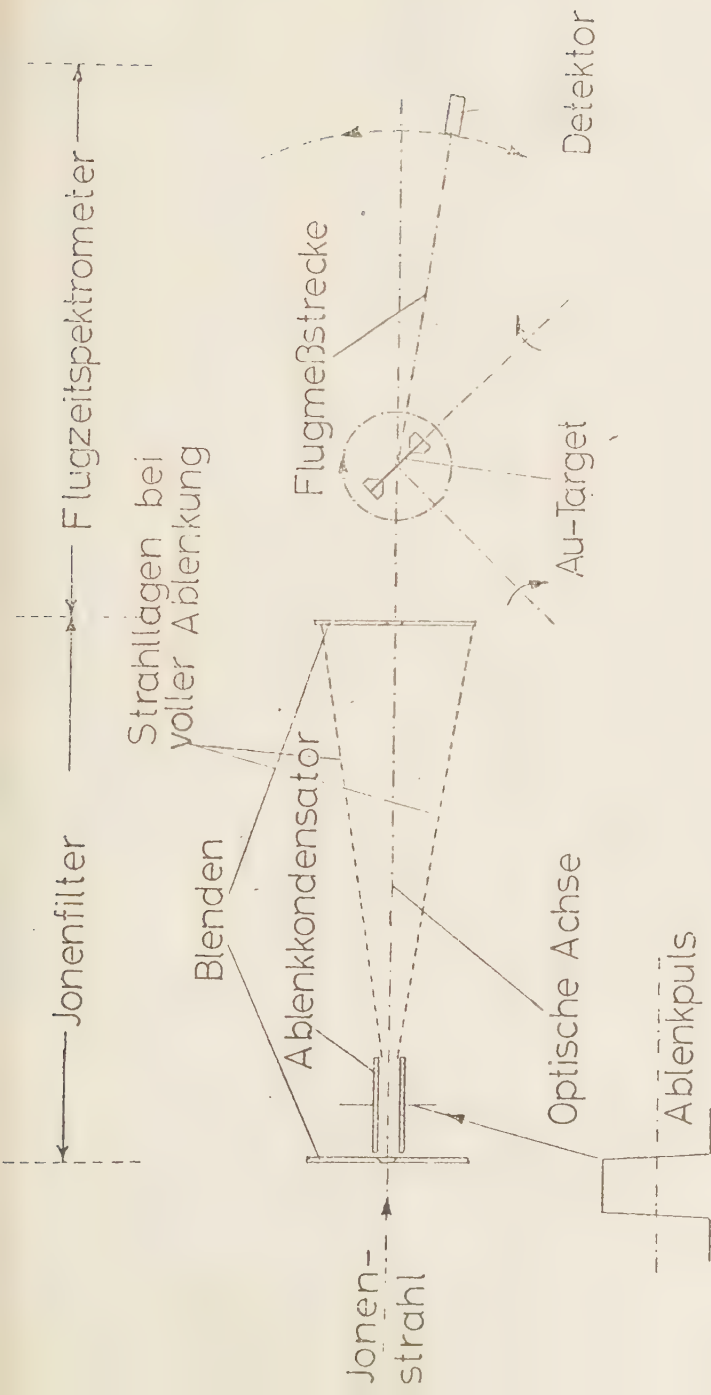
Z_1 - Projektilkernladungszahl

$Z_2 = 79$ - Kernladungszahl des Goldtargets

φ_0 - Winkel zwischen Einschußrichtung und Atomreihe

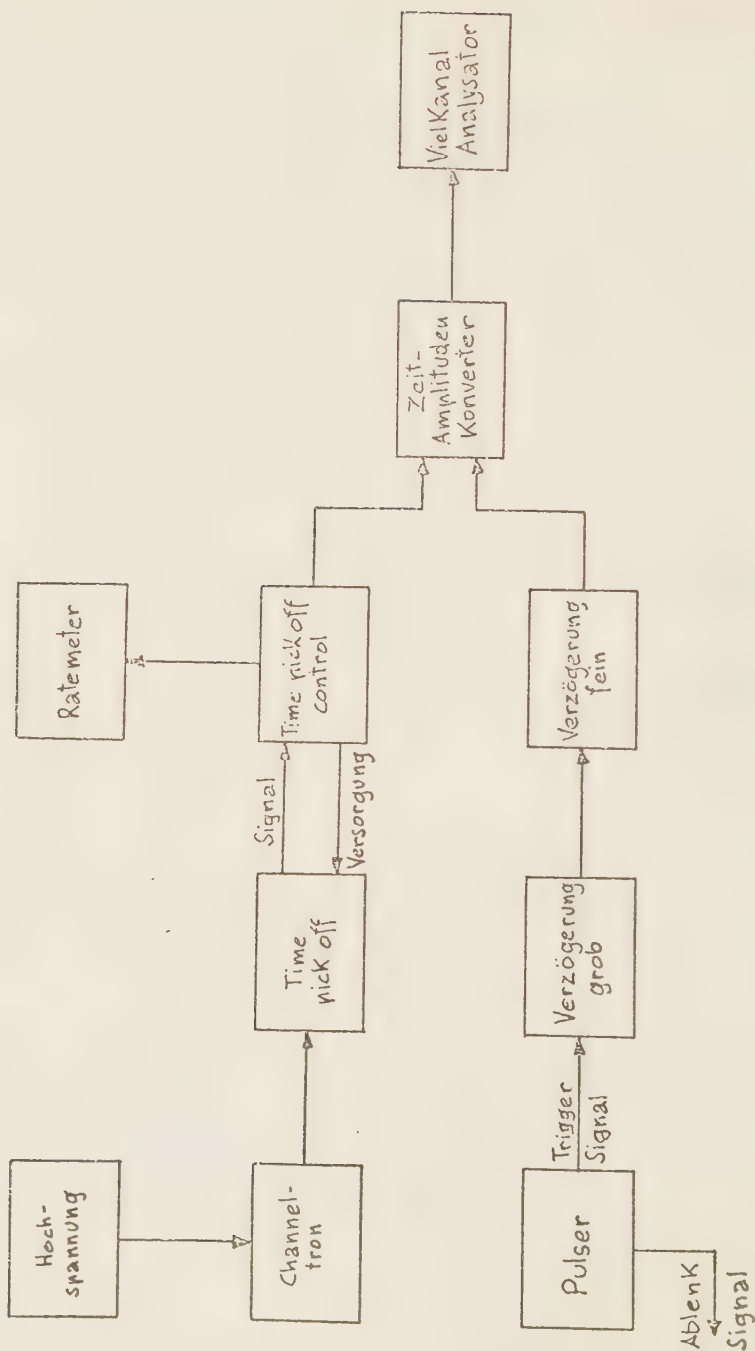
$\varphi_{\max} = \varphi_c$ - Für Kanalatome maximal zulässiger Winkel zur Atomreihe

φ - Streuwinkel der Kanalatome



Meßprinzip

Abb. 1



Blockschaltbild der Flugzeitelektronik

Abb. 3

Nuklearer und elektronischer
Energieverlust von Ar in Au

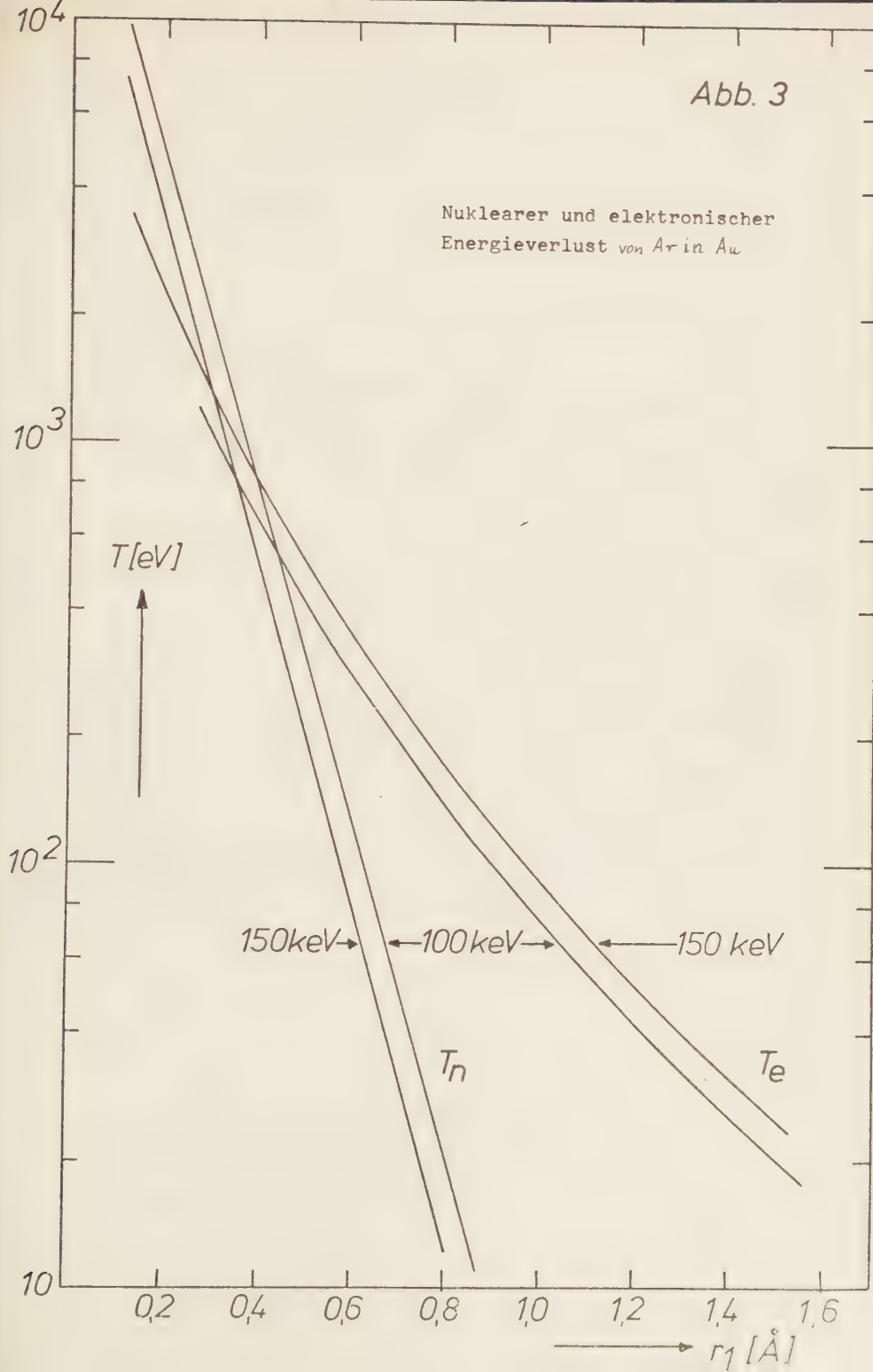


Abb. 4

Streuung an einer Kette

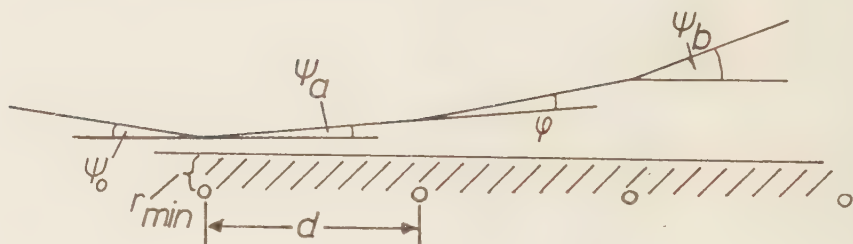
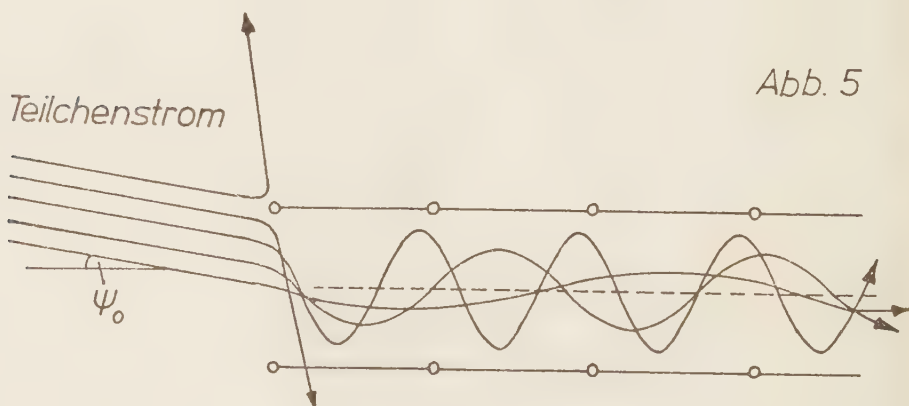


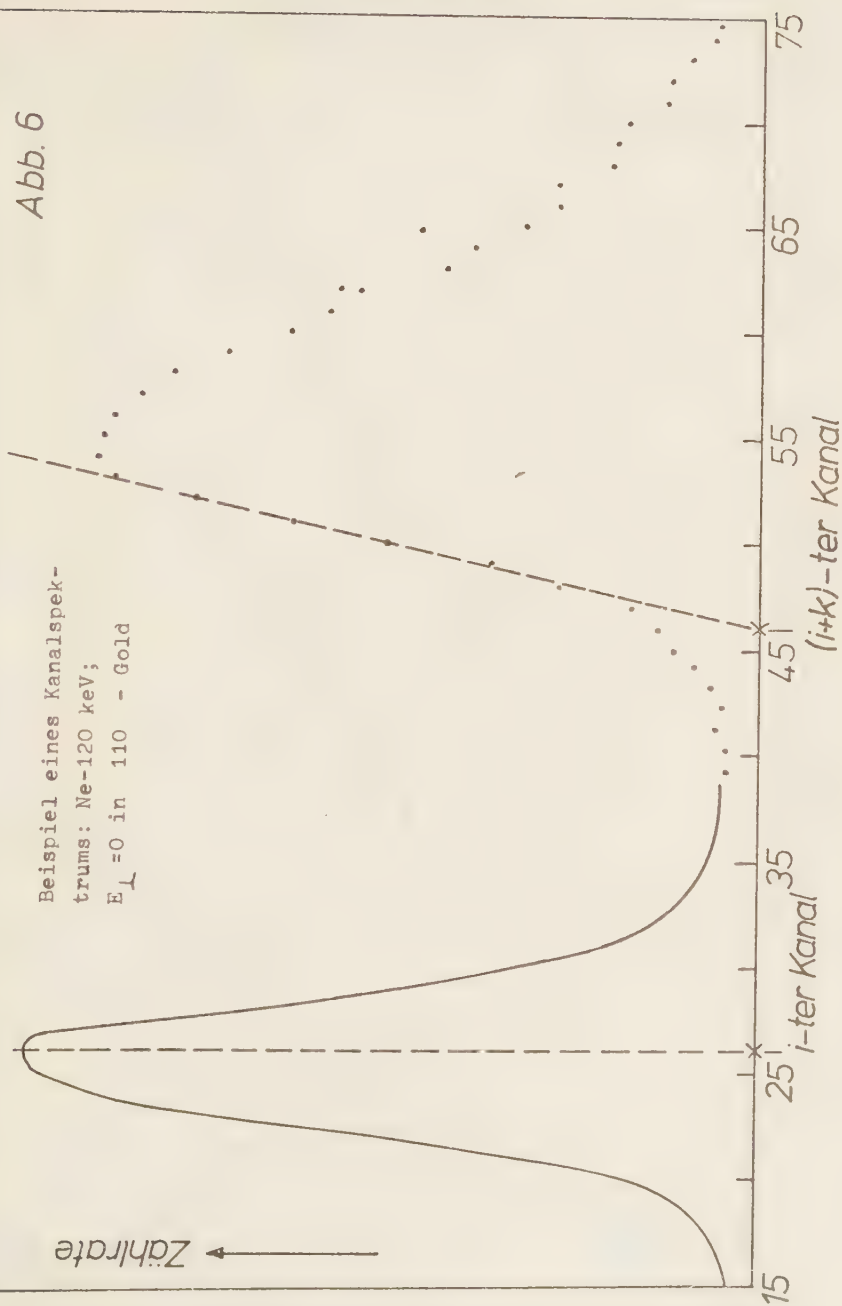
Abb. 5



Abhängigkeit einer Teil-
chenbahn vom Eintrittsort
in den Kanal

Abb. 6

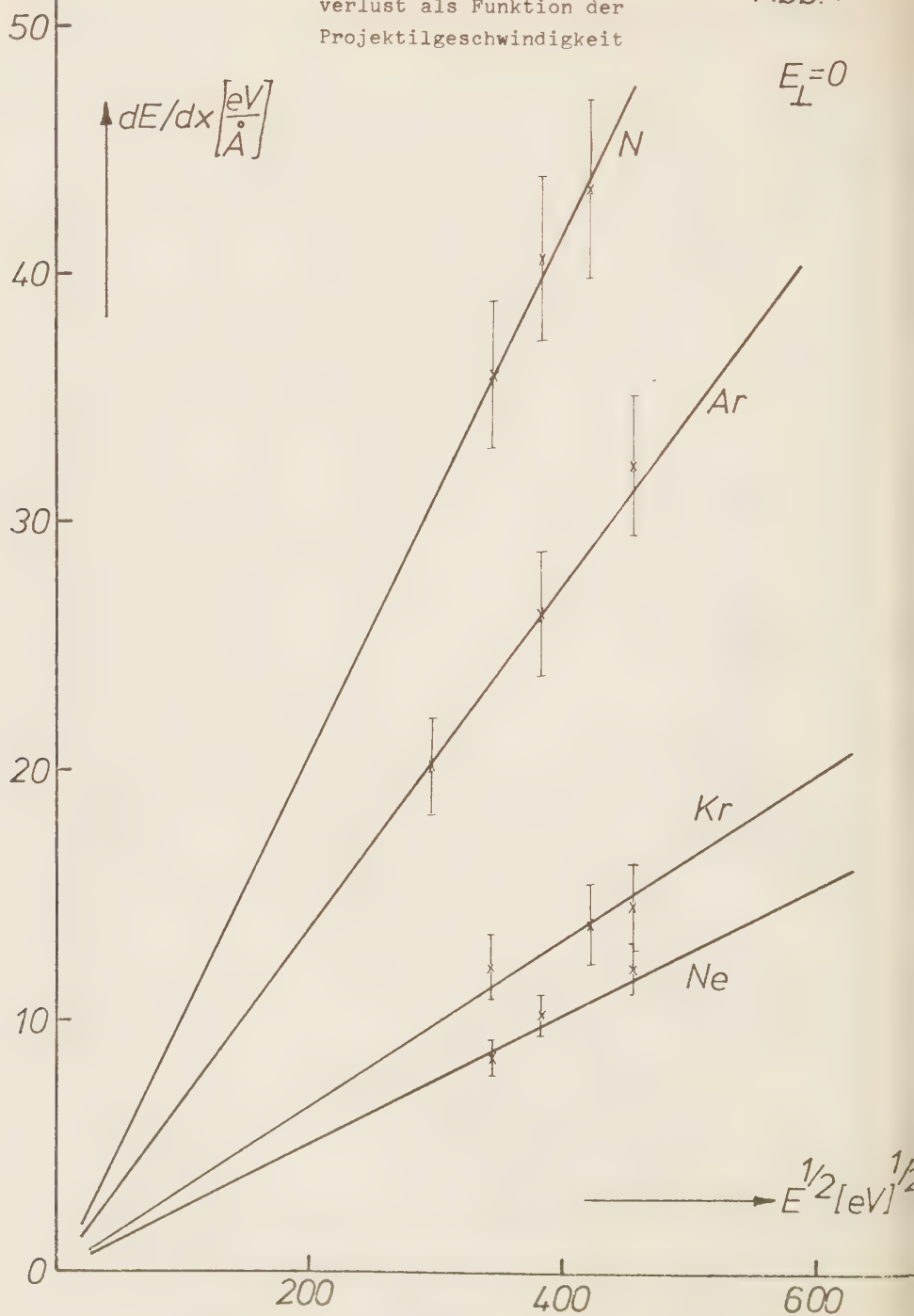
Beispiel eines Kanalspek-
trums: Ne-120 keV;
 $E_L = 0$ in 110 - Gold



Differentieller Energie-
verlust als Funktion der
Projektilgeschwindigkeit

Abb. 7

$E_L = 0$

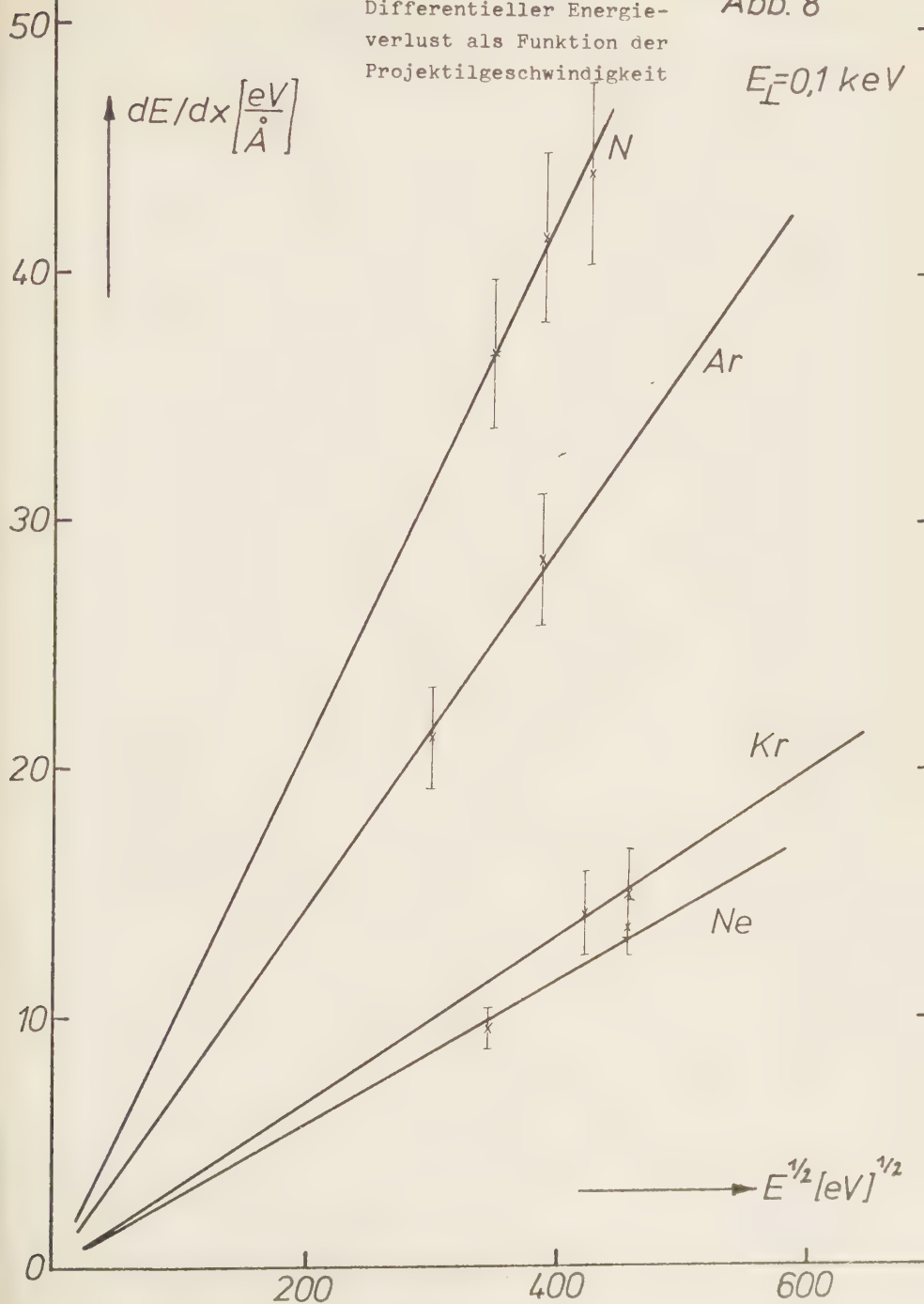


Differentieller Energie-
verlust als Funktion der
Projektilgeschwindigkeit

Abb. 8

$E_{\perp} = 0,1 \text{ keV}$

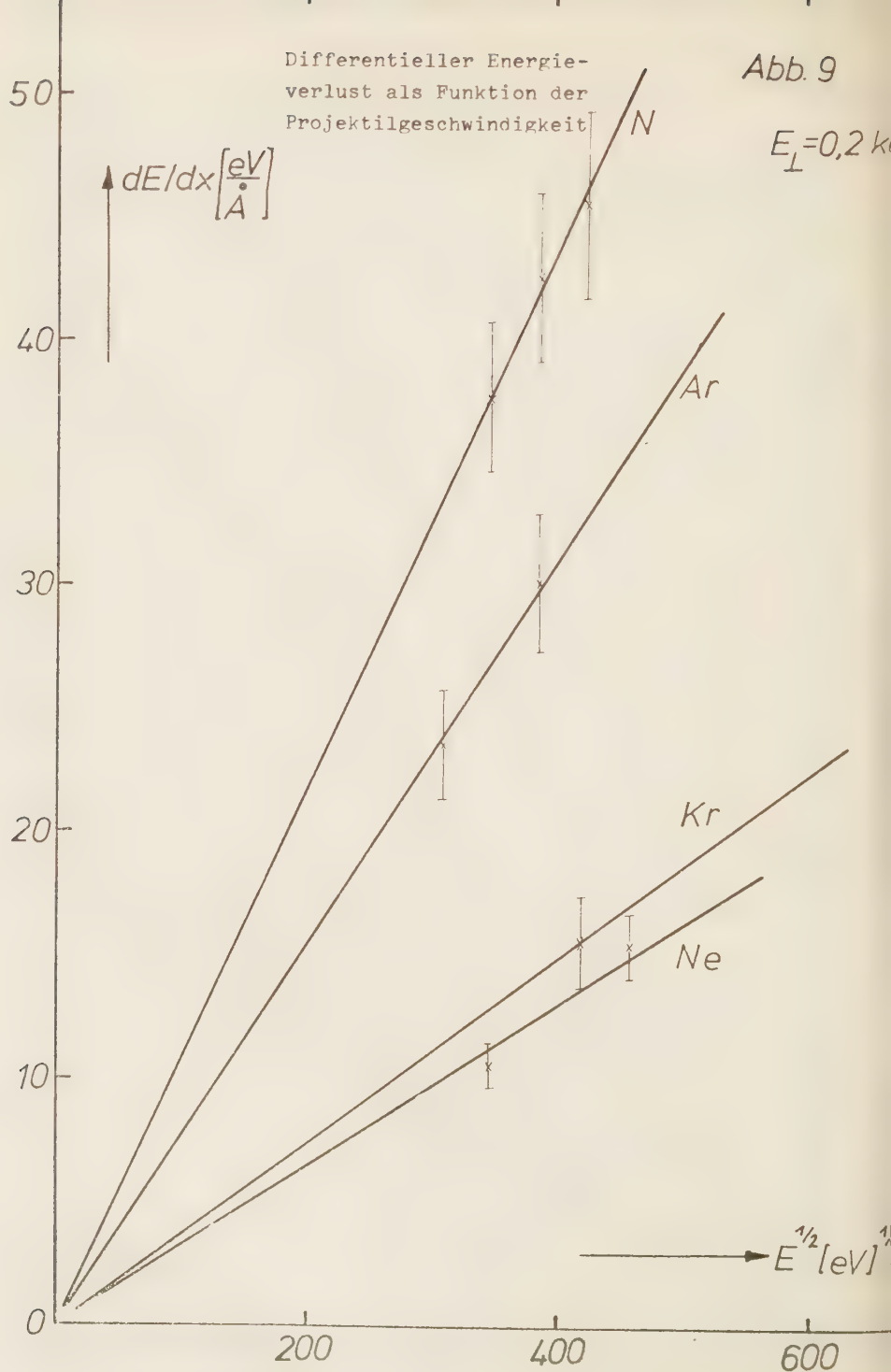
$\uparrow dE/dx \left[\frac{\text{eV}}{\text{\AA}} \right]$



Differentieller Energie-
verlust als Funktion der
Projektilgeschwindigkeit

Abb. 9

$E_{\perp} = 0,2 \text{ keV}$

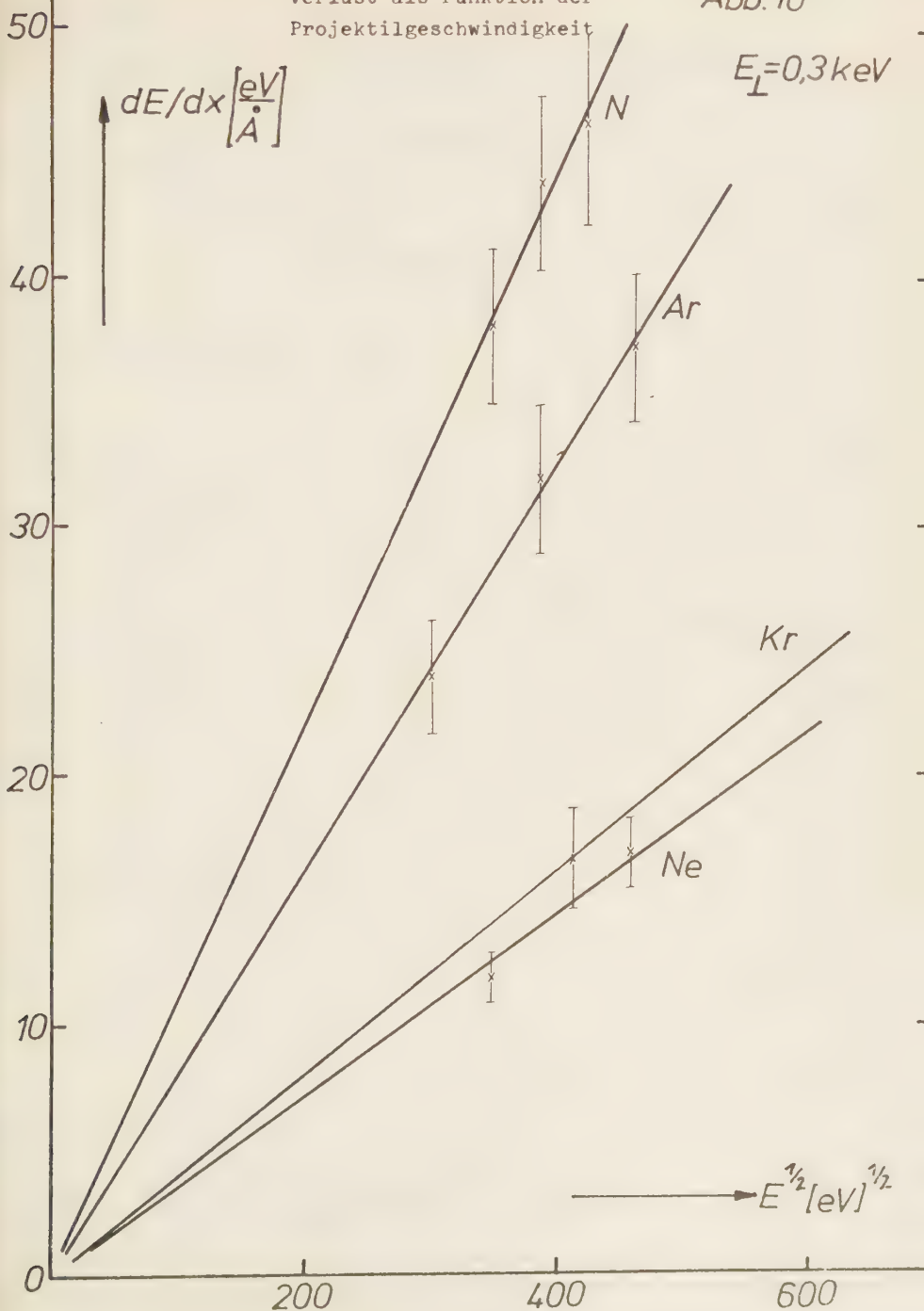


Differentieller Energie-
verlust als Funktion der
Projektilgeschwindigkeit

Abb. 10

$E_{\perp} = 0,3 \text{ keV}$

$dE/dx \left[\frac{\text{eV}}{\text{\AA}} \right]$



Differentieller Energieverlust
als Funktion der
Querenergie

Abb. 11

$$v = 1,1 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$

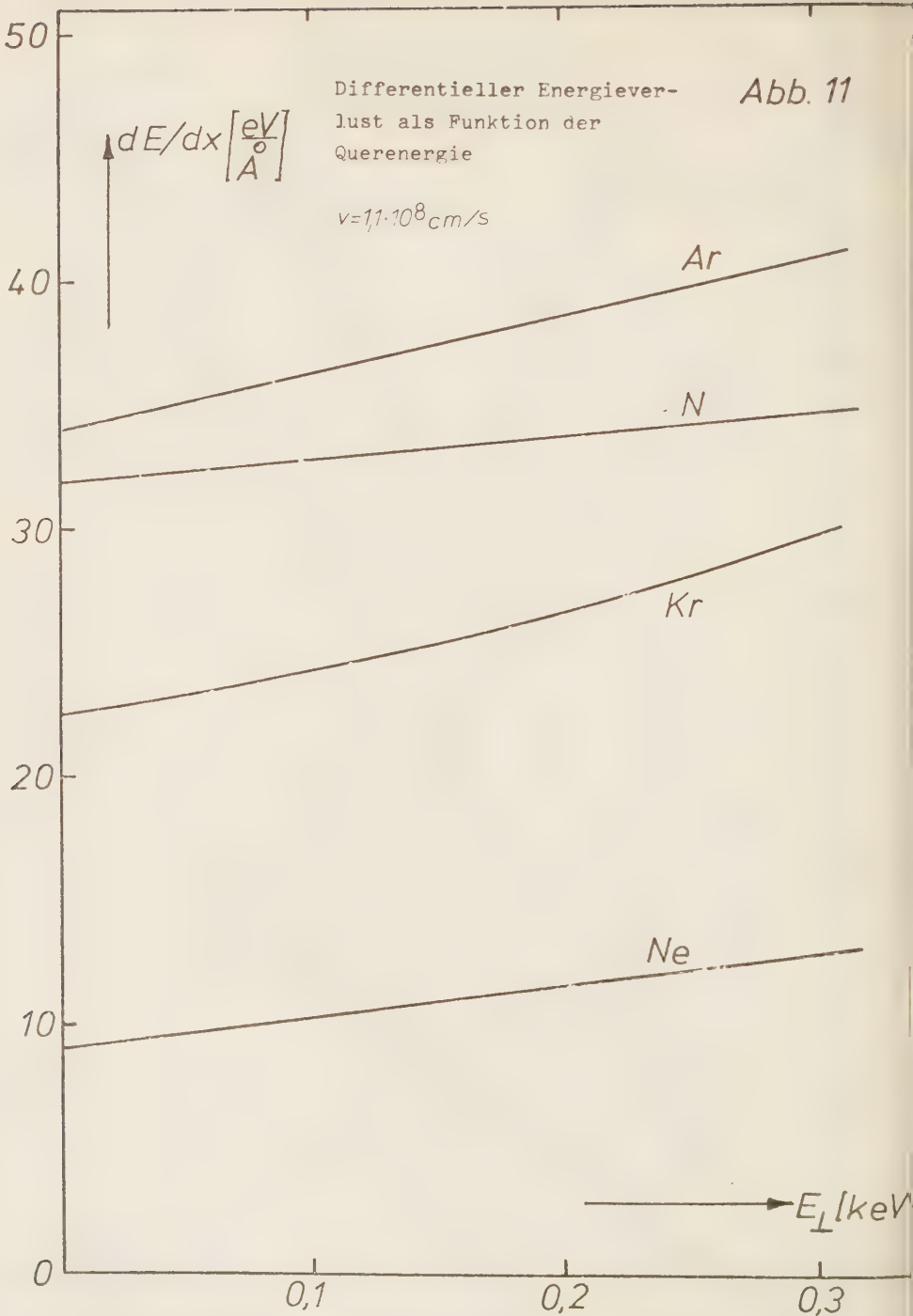
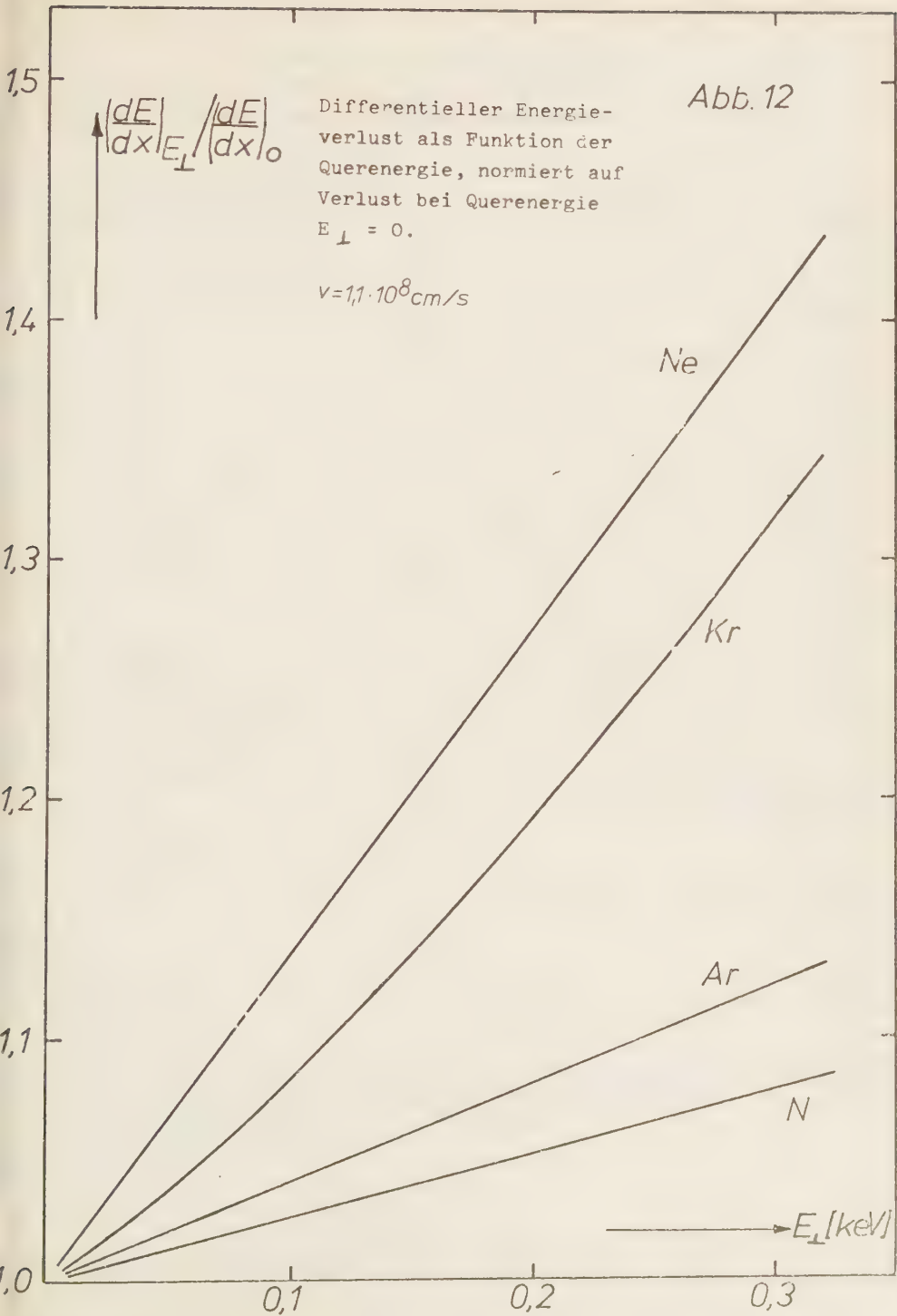


Abb. 12

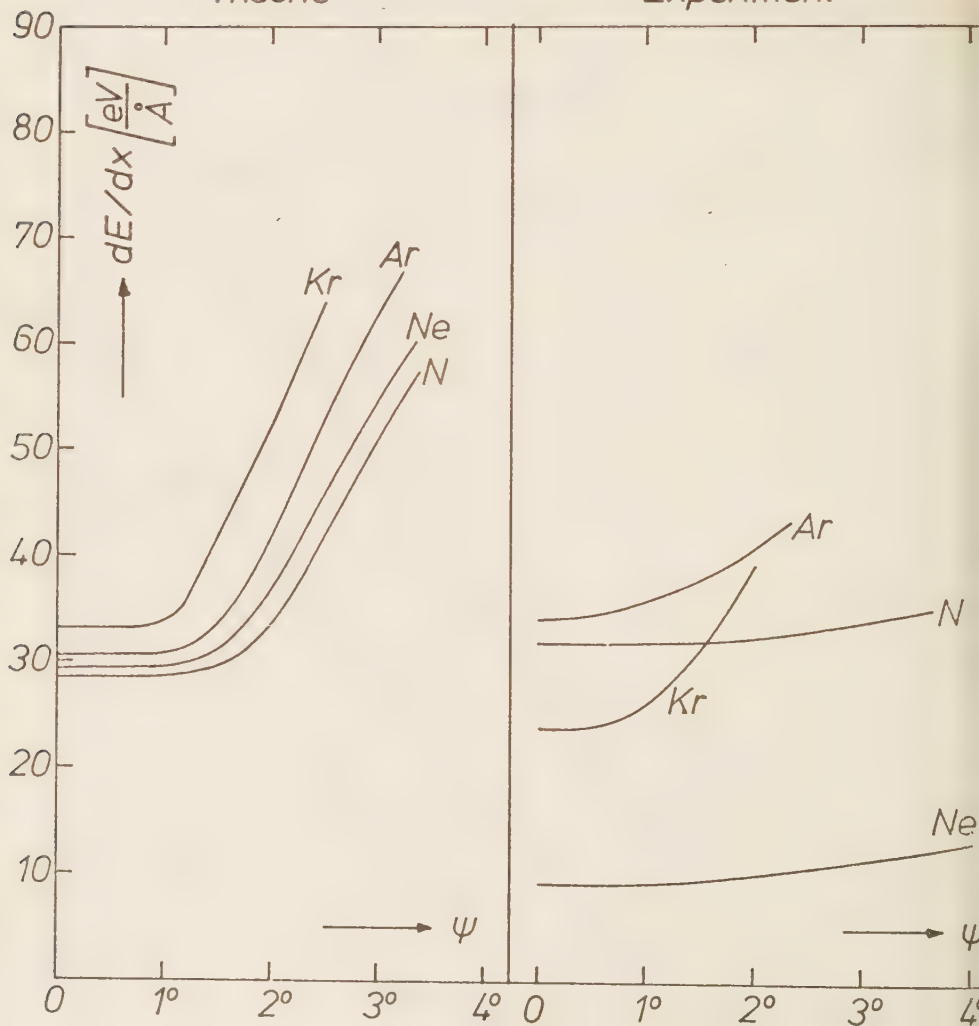


Einfluß des Projektil-Ein-
schußwinkels auf den elek-
tronischen Energieverlust.

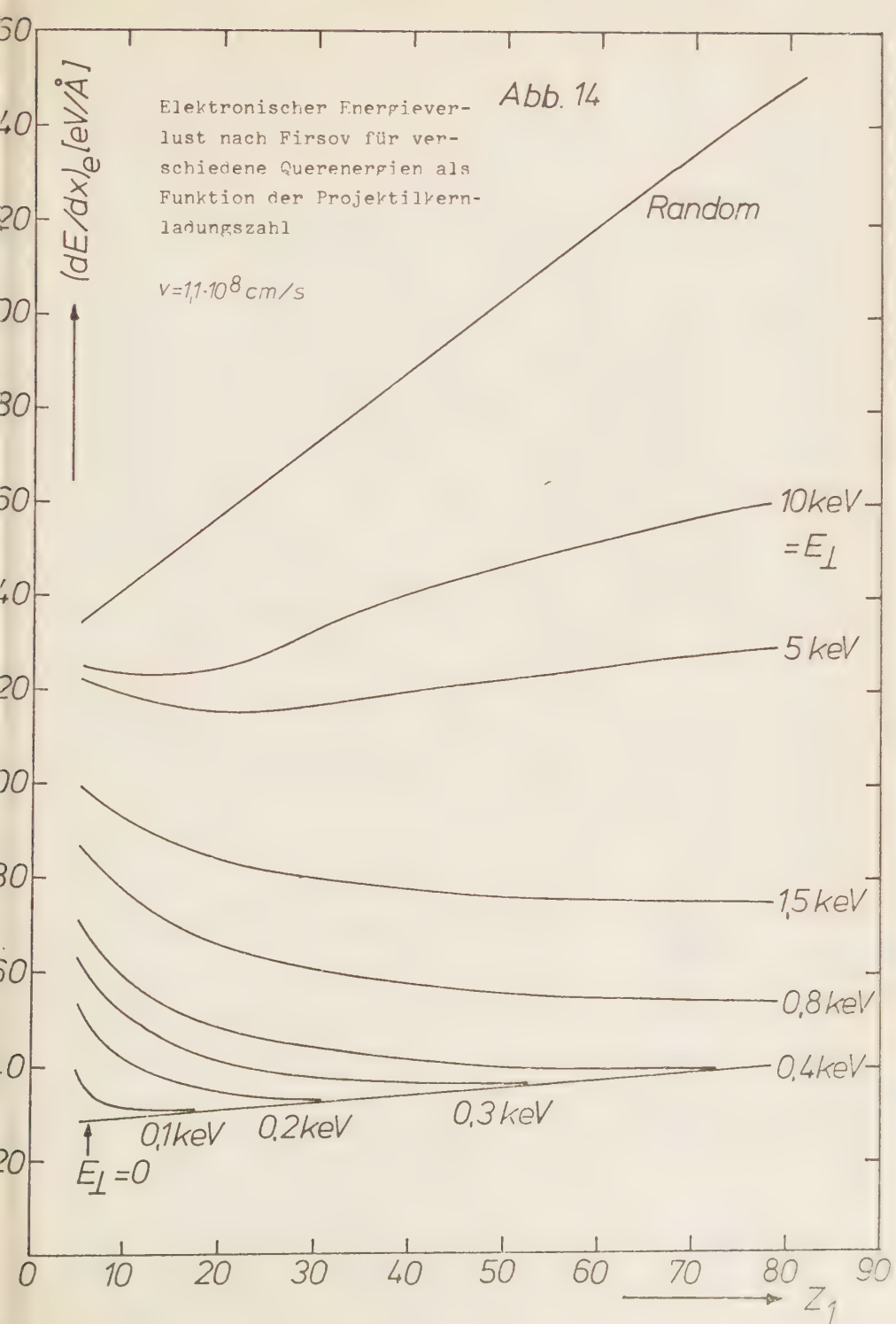
Abb. 13

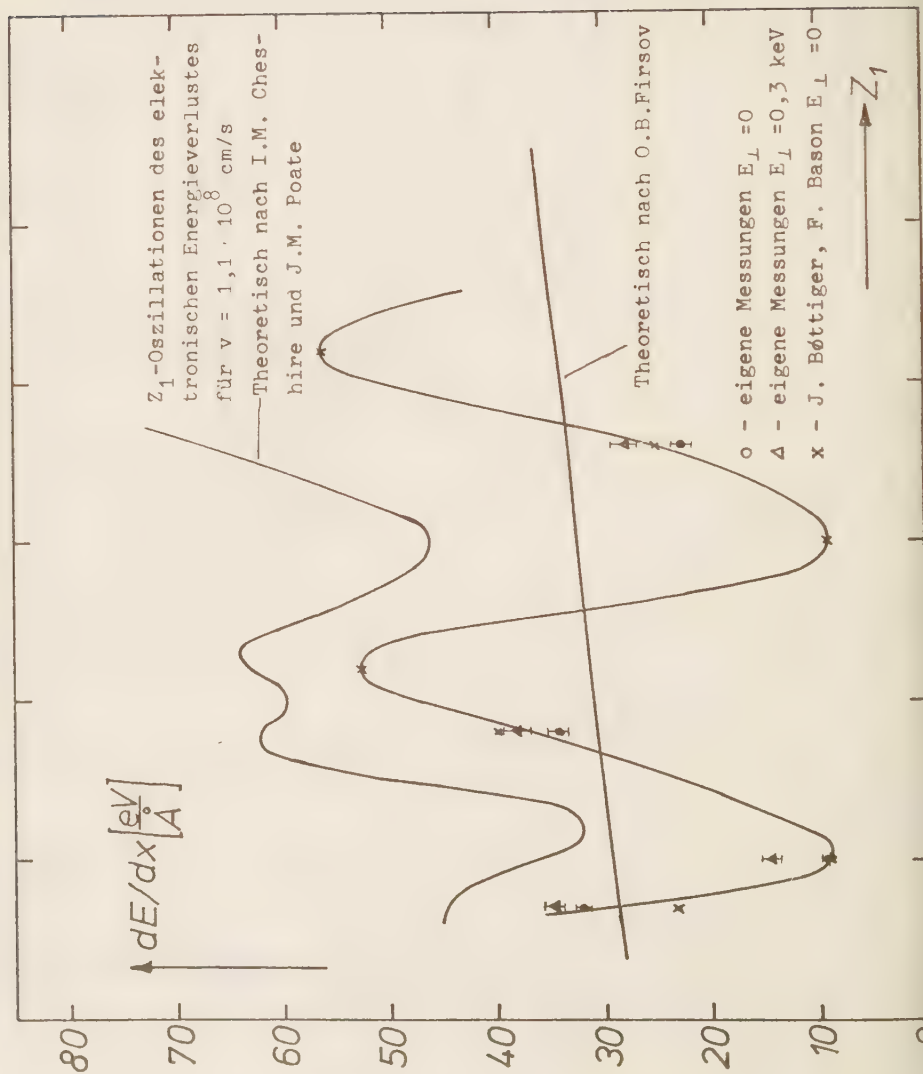
Theorie

Experiment

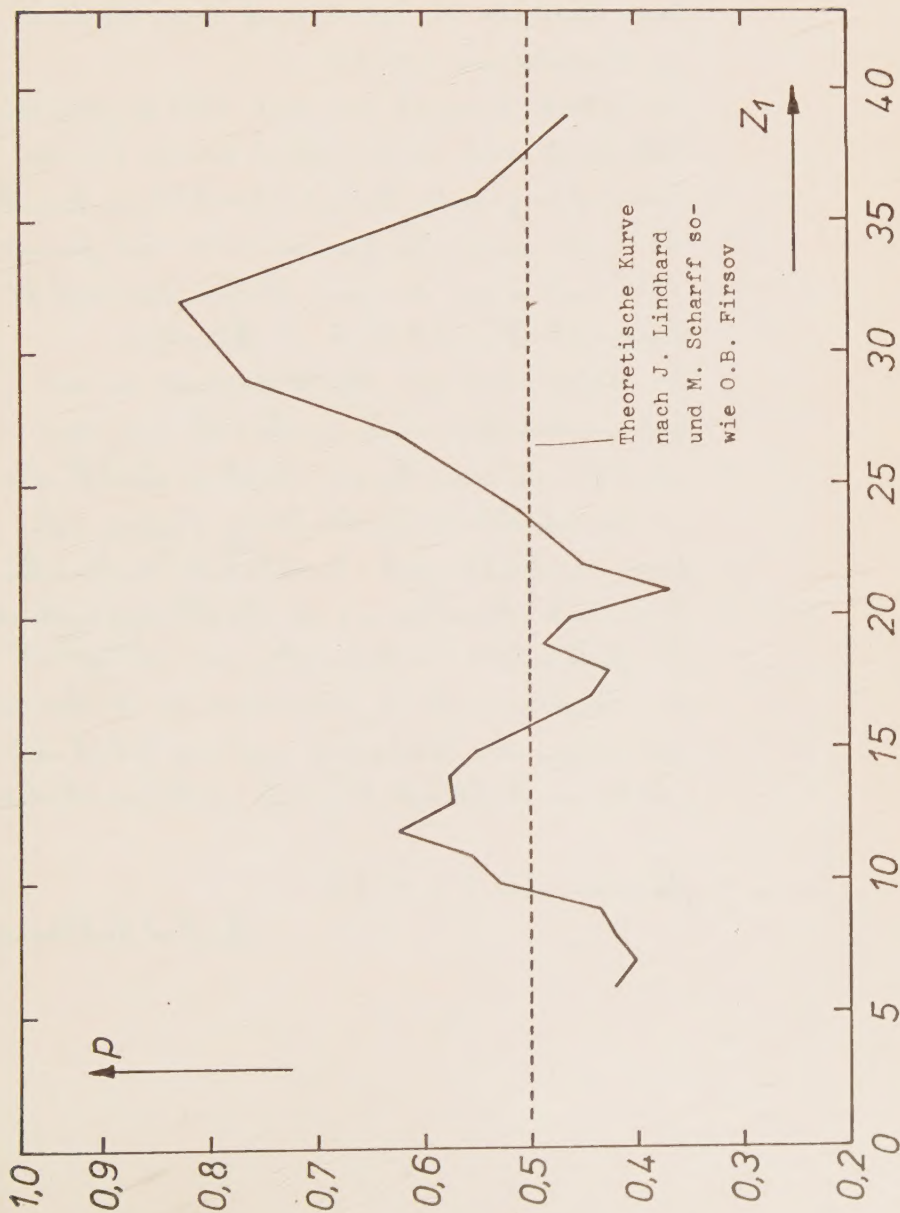


$$v = 1,1 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$





Abhängigkeit des Exponenten p in $dE/dx = kE^p$ von der Kernladungszahl Z_1 nach P.Hvelplund und B. Fastrup



Lebenslauf

Am 24. Juli 1946 wurde ich als Sohn des Arztes
Hans Rukbaum in Bobrek-Karst Kreis Barchin
in Oberschlesien geboren.

In Bobrek besuchte ich seit 1947 die polnische
Volksschule und im Anschluss daran, bis zur
Umstellung in die Bundesrepublik im Dezember
1957, das polnische Gymnasium. Seit Januar
1958 war dann bis zum Altitur 1960 auf der
Kuprecht Oberschule in München.

Es schloß sich ein Physikstudium an der
Technischen Hochschule in München an, das
ich 1966 mit dem Physik-Diplom abschloß. Die
wissenschaftliche Fortbildung begann ich
dann am Elektronik-Institut der Technischen
Hochschule München, wo ich Oberflächenzustände
bei Halbleitern untersuchte, um schließlich
bei Professor Dr. R. Sizmann an der Universität
München als Doktorand auf dem Gebiet der
nuklearen Festkörperphysik weiterzuarbeiten.

München, den 3. 1. 1973

Manfred Rukbaum

